



Université des sciences et technologies de Lille

École Doctorale Sciences de la Matière

Thèse

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université des sciences et technologies de Lille

Optique et Lasers, Physico-Chimie, Atmosphère

par

LANCRY Ophélie

Soutenue le 4 décembre 2009

**ETUDE PAR MICROSPECTROMETRIE RAMAN DE
MATERIAUX ET DE COMPOSANTS
MICROELECTRONIQUES A BASE DE SEMI-
CONDUCTEURS III-V GRAND GAP**

Membres du jury :

M. G. BUNTINX	Directeur de Recherche CNRS (LASIR, Lille)	Président du jury
M. C. GAQUIERE	Professeur (IEMN, Lille)	Directeur de thèse
Mme E. PICHONAT	Maître de Conférences (LASIR, Lille)	Co-directrice de thèse
M. B. BOUDART	Professeur (LUSAC, Cherbourg)	Rapporteur
M. M. MERMOUX	Directeur de Recherche CNRS (LEPMI, Grenoble)	Rapporteur
M. R. AUBRY	Chercheur-Ingénieur 3-5lab Alcatel-Thalès (Marcoussis)	Examineur
M. R. SOMMET	Chargé de Recherche CNRS (Xlim, Limoges)	Examineur

REMERCIEMENTS

Le travail de thèse présenté dans ce mémoire a été réalisé au Laboratoire de Spectrochimie Infrarouge et Raman (LASIR, CNRS, UMR 8516), sous la direction de Guy BUNTINX, Directeur de Recherche au CNRS, que je remercie pour m'avoir accueillie dans ce laboratoire et pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de la commission d'examen.

Je remercie également Madame Sylvia TURRELL, Professeur de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, pour m'avoir accueillie au sein de son équipe Propriétés physicochimiques de matériaux et composants.

Je remercie sincèrement Monsieur Bertrand BOUDART, Professeur au Laboratoire Universitaire des Sciences Appliqués de Cherbourg (LUSAC) de l'Université de Caen, et Monsieur Michel MERMOUX, Directeur de Recherche au Laboratoire d'Electrochimie et de Physicochimie des matériaux et des Interfaces (LEPMI) de l'Université de Grenoble, qui m'ont fait l'honneur de juger ce travail en qualité de rapporteurs.

Je suis très reconnaissante envers Messieurs Raphaël AUBRY, Chercheur-Ingénieur du laboratoire III-Vlab ALCATEL-THALES, et Raphaël SOMMET, Chargé de Recherche à l'Institut de Recherche Xlim de l'Université de Limoges, qui ont accepté d'examiner mon travail et de participer au jury. Je tiens aussi à remercier Raphaël AUBRY pour sa collaboration, sa disponibilité et ses conseils très précieux.

La direction de ce travail a d'abord été assurée par Madame Monique CONSTANT, Professeur de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, que je remercie profondément pour son professionnalisme, sa disponibilité, ses compétences scientifiques et son sens de la pédagogie. Je remercie également Monsieur Christophe GAQUIERE, Professeur de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, pour avoir assuré la succession de la direction de cette thèse mais aussi pour ses encouragements et son enthousiasme quant à la spectrométrie Raman.

Mes plus sincères remerciements s'adressent à Madame Emmanuelle PICHONAT, Maître de Conférences à l'Université des Sciences et Technologies de Lille, co-directrice de cette thèse, et encadrante principale de l'ensemble de mes travaux. Je la remercie pour m'avoir initiée à la recherche, pour m'avoir accordé sa confiance, pour sa disponibilité, son sens de la pédagogie et l'expérience qu'elle a su me faire partager. Sur le plan humain, je tiens à la remercier pour sa bonne humeur et pour avoir entretenu des échanges de travail des plus conviviaux. Merci à elle pour tous les bons et mauvais moments rencontrés pendant ces trois années de thèse.

Je suis des plus reconnaissantes à Monsieur Jacky LAURENS, Ingénieur de Recherche au CNRS, et Madame Myriam MOREAU, Ingénieur d'étude au CNRS, pour m'avoir tout appris sur l'utilisation et les réglages des microspectromètres Raman Visible et UV. Sur le plan humain, je les remercie pour leur

gentillesse, leur disponibilité, leurs conseils, leurs encouragements face aux échecs expérimentaux et leur enthousiasme face aux résultats obtenus.

Je tiens à remercier plus particulièrement les personnes qui m'ont aidée et accompagnée à différentes périodes de ces trois années de thèse et sans qui l'accomplissement de ce travail n'aurait pu être possible :

Monsieur Jacques BARBILLAT, Ingénieur de Recherche au CNRS, pour avoir accepté de corriger ce manuscrit et pour ses conseils.

Monsieur Jean-Louis FARVACQUE, Professeur de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, qui a toujours répondu, avec grand plaisir, à l'ensemble de mes questions relatives à la théorie quantique du semi-conducteur GaN.

Madame Brigitte SIEBER, Chargé de Recherche au CNRS, pour m'avoir aidée à réaliser des expériences de cathodoluminescence.

Madame Zahia BOUGRIOUA, Chargé de Recherche au CNRS, pour m'avoir fourni des échantillons mais aussi pour toutes les discussions que nous avons pu avoir sur l'élaboration des couches et hétérostructures à base de GaN.

Monsieur Didier VANDERMOERE, Ingénieur d'étude au CNRS, pour avoir effectué les bounding de mes composants surtout lorsque l'un d'entre eux venait de claquer sous le microscope.

Gwenaël LECOUSTRE, étudiant en thèse, Jean-Claude JACQUET et Stéphane PIOTROWICZ, ingénieurs-chercheurs au laboratoire III-Vlab ALCATEL THALES pour leur collaboration et la réalisation des simulations thermiques.

Je ne pourrais oublier tout le personnel du LASIR, chercheurs, enseignants-chercheurs, ingénieurs, techniciens ainsi que mes collègues doctorants et étudiants en master. Qu'ils trouvent ici mes remerciements pour leur aide, leur soutien et l'ambiance qu'ils ont su apporter. Je tiens à leur exprimer ici toute mon amitié. Je pense particulièrement à Christian qui m'a prêté tout ce dont j'ai pu avoir besoin en électronique pendant ma thèse et qui a réparé le thermocouple cassé lors d'une manip, Cyrille qui a plusieurs fois redémarré mon PC portable sans perdre aucune donnée, Jean-Pierre et Pascal pour leur bonne humeur, leur sympathie et leurs compétences respectives en mécanique et menuiserie. Je remercie celles qui ont partagé leur bureau avec moi : Marion, Florence et Sophie. Merci Florence pour m'avoir écouté et supporté pendant cette difficile période de rédaction que tu vas maintenant connaître... Je remercie ceux avec qui j'ai eu de réelles parties de plaisir : Kasia, Matthieu, Marc, Marie C., Marie L., Myriam et Nicolas.

Je remercie enfin celles et ceux avec qui j'ai déjeuné au RU pratiquement tous les jours pendant trois ans : Christophe, Julien, Justin, Manue, Michel, Nacer, Stéphane, Tristan et Zuzanna. Merci à vous pour toutes les discussions fructueuses ou non d'ailleurs que l'on a pu avoir et pour tous les fous rires que j'ai eu même dans les moments les plus difficiles. Merci aussi pour les carafes d'eau ... Mention spéciale à Julien et Manue qui ont su être discrets lorsque je ne supportais plus l'odeur du café ...

*A mon « petit homme » Gabin,
A celui qui m'a soutenue Cédric,
A ma famille et mes amis,*

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE	3
CHAPITRE 1 - GENERALITES	7
CHAPITRE 2 - CARACTERISATION PAR SPECTROMETRIE RAMAN DES MATERIAUX GaN, AlGaN ET D'HETEROSTRUCTURES HEMTs AlGaN/GaN	55
CHAPITRE 3 - MESURE DE TEMPERATURE DANS DES STRUCTURES HEMTs A BASE DE GaN	111
CHAPITRE 4 - DEVELOPPEMENT DE LA MICRO-SPECTROMETRIE RAMAN UV RESOLUE EN TEMPS (ETUDE THERMIQUE - REGIME TRANSITOIRE)	163
CONCLUSION GENERALE	189

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Le développement des systèmes de communications civiles et militaires, tels que les radars ou les télécommunications mobiles, nécessite aujourd'hui des composants électroniques capables de générer des niveaux de puissance élevés dans le domaine des hyperfréquences. De nouvelles technologies sont actuellement explorées afin de répondre à ces deux critères de fonctionnement. Le transistor à effet de champ à haute mobilité électronique (HEMT), conjugué aux semi-conducteurs à large bande interdite tel que le Nitrure de Gallium, semble être un excellent candidat pour ce type d'applications. En effet, ce dispositif électronique HEMT composé d'une hétérostructure AlGa_N/Ga_N permet d'obtenir à la fois une forte densité de porteurs confinés à l'hétérojonction et des mobilités électroniques élevées. Les fréquences de coupure atteignant plusieurs dizaines de gigahertz sont également remarquables.

Cependant de nombreuses interrogations subsistent et ouvrent d'intéressantes perspectives d'études. Elles concernent essentiellement les procédés d'élaboration du matériau à base de nitrure mais aussi les procédés technologiques utilisés lors de la fabrication des composants. En effet, les effets de pièges, la stœchiométrie et l'évolution de la contrainte superficielle en surface ont montré un impact anormal sur les performances intrinsèques du composant. De plus, la température de fonctionnement de ce type de dispositif est l'un des principaux obstacles à l'obtention de composant électronique de puissance performant et fiable. La problématique de cette thèse est donc d'appréhender les phénomènes physiques en « surface » et en volume afin de mieux comprendre le fonctionnement des composants électroniques de puissance. La technique d'analyse choisie et la plus adéquate pour répondre à ce type de problématique est la microspectrométrie Raman. Cette technique d'investigation, basée sur l'interaction entre la lumière et les excitations collectives du solide organisé, est non destructive et bien adaptée à l'étude des propriétés structurales et électriques des semi-conducteurs. Elle a déjà été utilisée avec succès pour la caractérisation de matériaux et de transistors à effet de champ réalisés à partir des filières GaAs et InP.

Ce mémoire expose l'ensemble des résultats obtenus au cours de ce travail de thèse et se décompose en quatre parties :

Le premier chapitre décrit dans un premier temps le HEMT AlGa_N/Ga_N, d'abord les principales propriétés physiques intrinsèques des matériaux Ga_N et AlGa_N, puis le principe de réalisation et les caractéristiques de fonctionnement de l'hétérojonction, et enfin la technique de passivation de ces dispositifs électroniques. Ensuite est présenté le principe de la diffusion Raman notamment dans les solides cristallins ainsi que l'instrumentation dédiée à la microspectrométrie Raman. Le dernier point de ce chapitre est consacré aux propriétés vibrationnelles des semi-conducteurs III-V.

Le second chapitre est consacré à la caractérisation d'hétérostructure HEMT AlGa_N/Ga_N. Sont d'abord présentées les techniques de mesure de dopage et de teneur en aluminium par microspectrométrie Raman à travers les réponses Raman des matériaux suivants en volume : Ga_N non dopé, Ga_N dopé et AlGa_N non dopé. Cette brève étude préliminaire est nécessaire à l'étude plus complexe des hétérostructures AlGa_N/Ga_N. S'ensuit alors l'évaluation par microspectrométrie Raman de deux paramètres importants de ces hétérostructures : la densité de porteurs à l'interface AlGa_N/Ga_N et les effets de surface provoqués par la passivation des dispositifs électroniques, notamment les contraintes dans les différentes couches Ga_N et AlGa_N. Ces deux paramètres agissent particulièrement sur les propriétés électriques des composants.

Le troisième chapitre est dédié à la mesure de température dans les structures HEMTs à base de Nitrure de Gallium. Nous présentons alors succinctement l'auto-échauffement des HEMTs en fonctionnement et ses conséquences. Puis, nous expliquons le principe des mesures de température de ces composants électroniques en fonctionnement en régime statique par microspectrométrie Raman. Les mesures thermiques ont été réalisées sur trois types de composants électroniques : une échelle de résistances composée de contacts ohmiques (« Transmission Length Method »), un transistor une grille et un transistor multigrille.

Le quatrième et dernier chapitre présente le développement d'un banc expérimental de mesures de température par microspectrométrie Raman UV résolue en temps. Nous pourrions ainsi comprendre l'origine de l'auto-échauffement des HEMTs AlGa_N/Ga_N et son évolution au cours du temps en régime transitoire, c'est-à-dire, à la mise en fonctionnement du composant. Ces mesures en régime dynamique viennent compléter les mesures en régime statique qui ont montré l'important auto-échauffement subi par les composants microélectroniques de puissance à base de Ga_N.

Chapitre 1

GENERALITES

1

Généralités

- Sommaire -

1. INTRODUCTION	11
2. LE TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP ET A HAUTE MOBILITE ELECTRONIQUE (HEMT) A BASE DE NITRURE DE GALLIUM	11
2.1. Propriétés physiques intrinsèques des semi-conducteurs III-nitrides	11
2.1.1. Propriétés structurales.....	12
2.1.2. Propriétés mécaniques.....	13
2.1.2.1. Coefficients élastiques	13
2.1.2.2. Coefficients de dilatation thermique.....	14
2.1.3. Propriétés électroniques	15
2.2. L'hétérostructure HEMT AlGaN/GaN	16
2.2.1. Hétérojonction AlGaN/GaN.....	16
2.2.1.1. Hétérostructure AlGaN/GaN	16
2.2.1.2. Les différents substrats.....	18
2.2.1.3. Techniques de croissance du GaN	19
2.2.1.4. Le gaz électronique à deux dimensions dans la structure HEMT AlGaN/GaN	20
2.2.3. Principe de fonctionnement du HEMT AlGaN/GaN	23
2.2.4. Phénomène de passivation du HEMT AlGaN/GaN.....	24

3. LA SPECTROMETRIE RAMAN.....	25
3.1. Principe de la diffusion Raman	25
3.1.1. Modèle ondulatoire de l'effet Raman	26
3.1.1.1. Interaction lumière-matière	26
3.1.1.2. Diffusion Raman.....	27
3.1.2. Diffusion Raman dans des solides cristallins	29
3.1.2.1. Phonons	29
3.1.2.2. Couplage de la lumière avec les phonons optiques	30
3.1.2.3. Section efficace de diffusion.....	32
3.1.2.4. Règles de sélection.....	33
3.2. Microspectromètre Raman confocal	34
3.2.1. Source laser.....	35
3.2.2. Microscope confocal	36
3.2.3. Spectromètres	39
3.2.4. Détecteur.....	40
3.2.5. Acquisition et traitement des données	40
4. PROPRIETES VIBRATIONNELLES DES SEMI-CONDUCTEURS III-V	40
4.1. Les phonons des semi-conducteurs III-V de structure Wurtzite	41
4.2. Semi-conducteurs dopés (couplage phonon-plasmon).....	43
4. CONCLUSION	46
ANNEXE 1 – Indices de Miller et indices de Miller-Bravais	47
Indices de Miller	47
Indices de Miller-Bravais	47
ANNEXE 2 – Zone de Brillouin et diagramme de bande	49
Zone de Brillouin	49
Structure de Bande (ou diagramme de bande)	50
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 1	51

1. INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous présentons d'abord le composant électronique que nous allons étudier : le transistor à effet de champ et à haute mobilité électronique (High Electron Mobility Transistor) à base de semi-conducteurs III-V grand gap. Ce composant électronique est très prometteur pour les applications de puissance hyperfréquence. Ensuite, nous aborderons la technique de caractérisation choisie pour l'étude de ces transistors à base de semi-conducteurs III-nitride : la microspectrométrie Raman. L'objectif n'est pas de donner une vision exhaustive sur ces différents thèmes, mais plutôt d'introduire quelques notions fondamentales, nécessaires à une bonne compréhension des sujets que nous aborderons par la suite.

2. LE TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP ET A HAUTE MOBILITE ELECTRONIQUE (HEMT) A BASE DE NITRURE DE GALLIUM

Le principe des transistors à haute mobilité électronique repose sur les propriétés relatives aux hétérojonctions : la juxtaposition de deux semi-conducteurs de bande interdite (« gap ») différente permet la création d'un gaz d'électrons à l'interface de ces deux semi-conducteurs. Les semi-conducteurs III-V de type nitride de gallium présentent de nombreux avantages par rapport aux semi-conducteurs traditionnels silicium ou III-V des filières arséniures de gallium ou phosphure d'indium. Nous décrivons donc dans un premier temps les semi-conducteurs III-nitrides puis l'hétérojonction de deux de ces semi-conducteurs et enfin, nous aborderons le composant électronique HEMT basé sur cette hétérostructure.

2.1. Propriétés physiques intrinsèques des semi-conducteurs III-nitrides

Dans les paragraphes suivants, nous étudions les propriétés physiques des semi-conducteurs nitride de gallium (GaN) et nitride d'aluminium (AlN) utilisés dans l'élaboration des hétérostructures de type HEMT. Les différents paramètres présentés sont les propriétés structurales, mécaniques et thermiques ainsi que les propriétés électroniques telles que la bande interdite.

2.1.1. Propriétés structurales

Le nitrure de gallium et le nitrure d'aluminium sont des semi-conducteurs appartenant à la famille des composés III-V : ils se composent d'un élément de la colonne III, le gallium ou l'aluminium, et d'un élément de la colonne V, l'azote, de la classification périodique.

Les semi-conducteurs III-nitrides cristallisent sous deux formes différentes [1] :

- la structure wurtzite (ou 2H ou hexagonale) thermodynamiquement stable et la plus courante
- la structure blende de zinc (ou 3C ou cubique) thermodynamiquement instable et obtenue en choisissant des conditions de croissance adaptées.

Nous allons nous intéresser à la structure wurtzite, structure qui a été utilisée pour l'élaboration des hétérostructures que nous avons étudiées. Les paramètres de maille du nitrure de gallium (cf. figure 1-1) et du nitrure d'aluminium sont donnés dans le tableau 1-1 [2] à température ambiante.

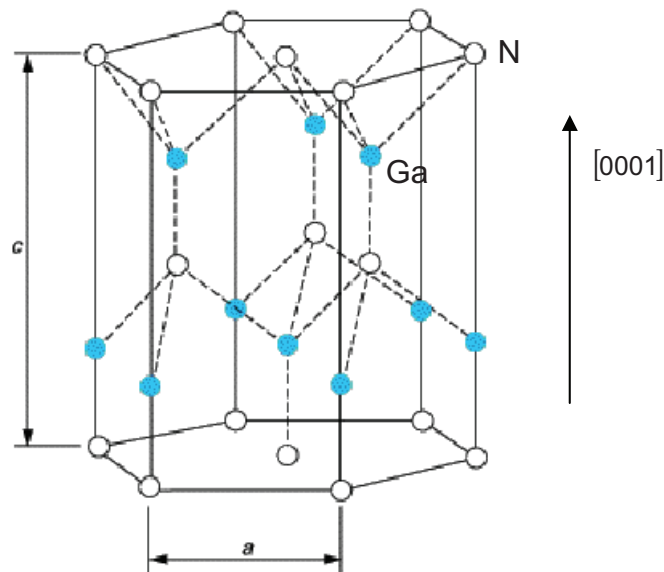


Figure 1-1 : Structure hexagonale wurtzite du GaN.

	GaN	AlN
a (Å)	3.189	3.112
c (Å)	5.185	4.982
c/a (Å)	1.626	1.601

Tableau 1-1 : Paramètres de maille à 300 K des III-nitrides en phase hexagonale [2].

A partir des paramètres de maille a de l'AlN et du GaN, une interpolation linéaire peut être définie pour déterminer avec une bonne approximation le paramètre de maille a du composé ternaire $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ en fonction du taux d'aluminium x :

$$a_{\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}} = a_{\text{GaN}} - 0.077x \quad \text{Eq. 1-1}$$

La structure wurtzite n'est pas symétrique par rapport au plan (0001). En effet, les directions $[0001]$ et $[000\bar{1}]$ ne sont pas équivalentes : par exemple pour le GaN, on définit une polarité gallium et une polarité azote pour différencier les deux orientations. Par convention, l'axe $[0001]$ est orienté du gallium vers l'azote. Sur la figure 1-2, nous avons schématisé les deux situations : les structures faites selon l'orientation $[0001]$ sont dites à polarité gallium et celles faites selon $[000\bar{1}]$ à polarité azote. Il convient de noter que la polarité d'une couche ne présage pas de la nature des atomes en surface. En effet, une couche à polarité gallium peut aussi bien se terminer par des atomes de gallium que par des atomes d'azote en surface.

Remarque : les directions et plans cristallographiques que nous utilisons sont définis en annexe 1.

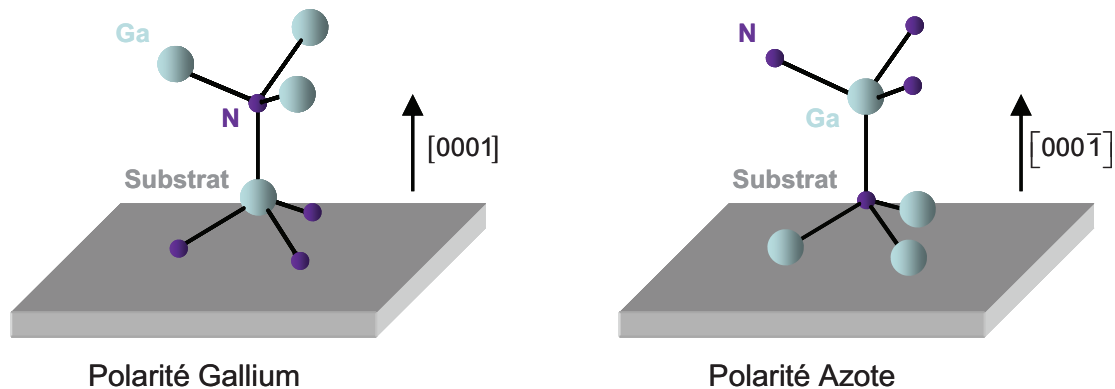


Figure 1-2 : Schéma des polarités gallium et azote du GaN wurtzite.

2.1.2. Propriétés mécaniques

2.1.2.1. Coefficients élastiques

Les propriétés des semi-conducteurs dépendent dans une large mesure de leur état de contrainte et des déformations locales ou globales du réseau cristallin qui y sont liées. En effet, toute déformation entraîne une modification des positions relatives des atomes les uns par rapport aux autres. Il s'ensuit alors une modification des propriétés des semi-conducteurs : par exemple les propriétés vibrationnelles ou électroniques (largeur de la bande interdite).

Dans le domaine d'élasticité, contraintes et déformations sont reliées par la loi de Hooke :

$$\sigma_{ij} = \sum_{k,l} C_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad \text{Eq. 1-2}$$

où σ_{ij} , ε_{kl} et C_{ijkl} sont les tenseurs respectifs de contraintes, de déformation et d'élasticité. Ce dernier dans la symétrie wurtzite se simplifie en une matrice 6×6 des constantes élastiques C_{ij} ne comportant que 6 éléments indépendants : C_{11} , C_{12} , C_{13} , C_{33} , C_{44} et C_{66} . Ceux-ci font encore l'objet de controverses et les différentes mesures expérimentales donnent des résultats parfois très différents [3-9]. Le tableau 1-2 reporte les coefficients élastiques que nous avons utilisés issus de la référence [2].

	GaN	AlN
C_{11} (GPa)	390	396
C_{12} (GPa)	145	137
C_{13} (GPa)	106	108
C_{33} (GPa)	398	373
C_{44} (GPa)	105	116

Tableau 1-2 : Coefficients élastiques des III-nitrides en phase hexagonale [2].

2.1.2.2. Coefficients de dilatation thermique

Tout matériau soumis à un changement de température se déforme : c'est le phénomène de la dilatation thermique. Il convient d'en tenir compte lorsque l'on étudie les propriétés des semi-conducteurs à des températures différentes mais également lors de la croissance du matériau car celle-ci se fait à haute température. Ainsi une couche hétéroépitaxiée complètement relaxée à la température de croissance peut être contrainte à la température ambiante. Les coefficients de dilatation thermique permettent d'évaluer la déformation de la maille cristalline en fonction de la variation de température [10] (cf. tableau 1-3).

	GaN	AlN
$\Delta a/a$ (10^{-6} K^{-1})	5.59	4.2
$\Delta c/c$ (10^{-6} K^{-1})	3.17	5.3

Tableau 1-3 : Coefficients de dilatation thermique des III-nitrides en phase hexagonale [10].

2.1.3. Propriétés électroniques

La largeur de bande interdite ou gap est l'écart énergétique entre le haut de la bande de valence et le bas de la bande de conduction. Lorsque les deux extrema sont situés en centre de zone de Brillouin, on dit que le semi-conducteur est à gap direct. Dans la phase hexagonale, les semi-conducteurs GaN et AlN sont à gap direct [11]. La figure 1-3 illustre le diagramme de bande d'un cristal de GaN hexagonal [12].

Remarque : la zone de Brillouin et le diagramme de bande sont définis en annexe 2.

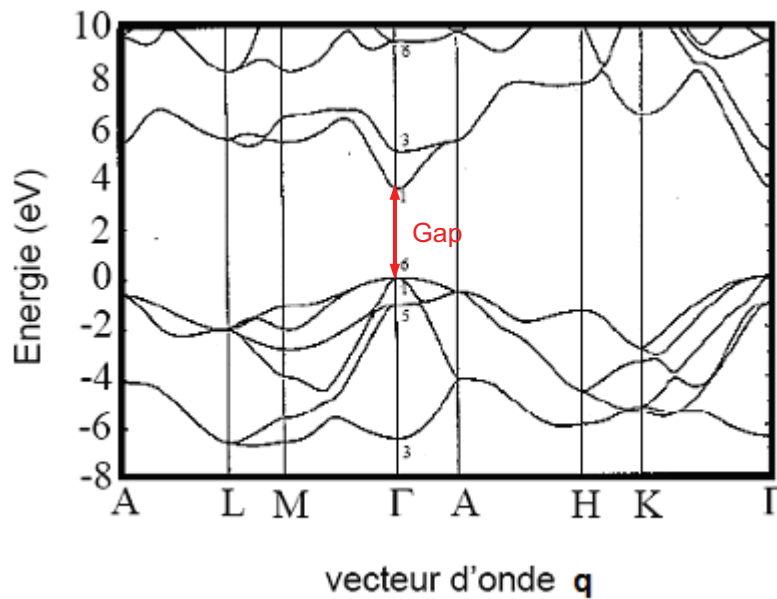


Figure 1-3 : Structure de bande d'un cristal de GaN hexagonal.

Dans le tableau 1-4, on rappelle les valeurs du gap du GaN et de l'AlN à basse température (0 K) [2]. Pour décrire la variation du gap en fonction de la température, on utilise généralement la loi de Varshni qui s'écrit :

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad \text{Eq. 1-3}$$

où α et β sont des paramètres ajustables qui dépendent de la nature du semi-conducteur. Comme les valeurs trouvées dans la littérature sont assez dispersées, le tableau 1-4 résume les coefficients de Varshni moyens conseillés par Vurgaftman dans la référence [2]. L'énergie de bande interdite varie peu entre 0 K et 300 K.

	GaN	AlN
$E_g(0\text{ K})$ (eV)	3.51	6.25
α (meV/K)	0.909	1.799
β (K)	830	1462

Tableau 1-4 : Gap à basse température et coefficients de Varshni des III-nitrures en phase hexagonale.

Le gap du composé ternaire nitrure de gallium-aluminium $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ reste également direct quelque soit la teneur en aluminium. La variation du gap en fonction du paramètre de composition x peut être représentée simplement par la loi classique de Vegard [13] :

$$E_g^{\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}} = E_g^{\text{GaN}}(1-x) + E_g^{\text{AlN}}x - x(1-x) \quad \text{Eq. 1-4}$$

La valeur de bande interdite obtenue avec cette formule est déterminée dans le cas d'un matériau relaxé. Dans nos structures, qui sont généralement sous contraintes mécaniques extensives, la bande interdite réelle sera inférieure à cette valeur.

La valeur en électron-volt de la bande interdite de ces semi-conducteurs peut se mesurer par spectroscopie de photoluminescence.

2.2. L'hétérostructure HEMT AlGaN/GaN

La structure d'un HEMT est constituée essentiellement de trois matériaux différents : le substrat, un semi-conducteur à grand gap, l'AlGaN, et un semi-conducteur à plus petit gap, le GaN. Ces deux derniers semi-conducteurs juxtaposés forment l'hétérojonction permettant la création d'un gaz d'électrons. Dans cette partie, nous présentons l'hétérostructure AlGaN/GaN et expliquons la création du gaz d'électrons à l'interface des deux semi-conducteurs. Ensuite nous verrons son principe de fonctionnement et le phénomène de passivation.

2.2.1. Hétérojonction AlGaN/GaN

2.2.1.1. Hétérostructure AlGaN/GaN

L'hétérostructure HEMT AlGaN/GaN est présentée dans la figure 1-4. Les trois électrodes du transistor sont schématisées : le Drain, la Source et la Grille. La couche de semi-conducteur à

grand gap, AlGaN, est destinée à la réalisation du contact Schottky de grille. Elle a aussi pour rôle de fournir les électrons libres à la structure, c'est la couche donneuse. La couche de semi-conducteur à petit gap, GaN, reçoit ces électrons et détermine les performances du composant à travers les propriétés de transport des électrons. La couche de nucléation permet l'adaptation de maille entre la couche de GaN et le substrat. Le substrat semi-isolant sert de support à la fabrication du HEMT. Les semi-conducteurs utilisés dans cette structure sont non intentionnellement dopés (n.i.d.).

D'autres couches de matériaux sont parfois insérées dans la structure afin d'améliorer les performances des composants électroniques. Une couche de semi-conducteur à plus petit gap au dessus de la couche d'AlGaN, appelée cap layer, peut être ajoutée pour permettre la réalisation de contacts ohmiques de source et de drain. Une couche tampon, appelée buffer, peut aussi être épitaxiée entre la couche de nucléation et la couche de GaN pour améliorer le confinement des électrons dans le canal en réduisant l'injection des porteurs vers le substrat. Elle permet aussi d'avoir un matériau de base de bonne qualité cristallographique nécessaire à la croissance des autres couches.

La juxtaposition des semi-conducteurs AlGaN et GaN forme l'hétérojonction qui va permettre la création d'un gaz d'électron que nous allons définir ensuite.

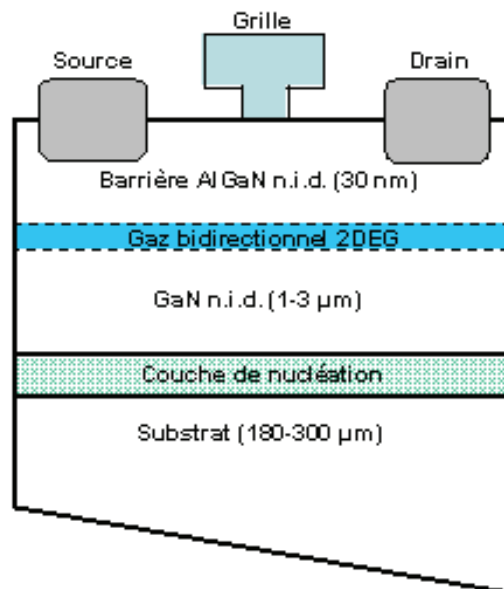


Figure 1-4 : Structure d'un transistor HEMT AlGaN/GaN.

2.2.1.2. Les différents substrats

Le GaN massif est très difficile à obtenir car son élaboration nécessite des températures de l'ordre de 1700°C sous des pressions partielles d'azote de l'ordre de 20 kbars. Une société japonaise (Hitachi Cable) produit des substrats de GaN massifs de deux pouces de diamètre grâce à une nouvelle méthode appelée « VAS » (void-assisted-separation) [14]. Ces substrats ne sont disponibles sur le marché que depuis mars 2003 mais sont excessivement chers et donc rarement utilisés. Par conséquent, la réalisation des épitaxies de nitrure de gallium a nécessité l'utilisation de substrats de substitution.

Le principal problème rencontré pour l'épithaxie du nitrure de gallium est qu'il n'existe pas de substrat en accord de maille. Les substrats les plus utilisés à l'heure actuelle sont le saphir (Al_2O_3), le carbure de silicium (SiC) et le silicium (Si). Les caractéristiques de ces substrats sont répertoriées dans le tableau 1-5 [14, 15].

Substrats	Structure cristalline	Coefficients de dilatation thermique (10^{-6} K^{-1})		Conductivité thermique ($\text{W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$)	Paramètres de maille (Å)		Désaccord de maille avec GaN
		$\Delta a/a$	$\Delta c/c$		a	c	
Al_2O_3	hexagonale	7.5	8.5	0.5	4.758	12.99	30%
4H SiC	wurtzite	4.2	4.7	4.5	3.08	15.12	3.50%
Si (111)	cubique	3.59		1.5	5.4301		17%

Tableau 1-5 : Caractéristiques des différents substrats utilisés pour la croissance du nitrure de gallium.

Afin de réduire encore la densité de défauts dans la couche de GaN, des couches tampons intermédiaires de quelques nanomètres sont d'abord déposées sur le substrat. En recevant presque tous les défauts dus au désaccord des paramètres de maille entre le substrat et la couche mince de GaN, ces couches tampons accommodent les paramètres de maille. Les couches tampons sont généralement AlN et GaN déposées à basse température. Mais la majeure partie des défauts observés dans les couches GaN sont des dislocations qui proviennent de la coalescence des grains au départ de l'épithaxie. Ces défauts ne se compensent pas et se propagent le long de l'axe de croissance.

Pour minimiser les effets thermiques indésirables dans les composants électroniques en fonctionnement, le substrat SiC est un bon candidat compte tenu de sa bonne conductivité thermique comparée aux autres. Le désaccord de maille est faible par rapport aux autres

substrats. Le SiC est alors le substrat le plus largement utilisé pour les hétérojonctions AlGaN/GaN destinées aux applications de puissance, malgré un coût élevé.

Actuellement, de nouveaux substrats dits substrats reportés à base de SiC (SopSiC ou SiCopSiC) sont développés et permettent de réduire le coût du substrat.

2.2.1.3. Techniques de croissance du GaN

Pour fabriquer des dispositifs électroniques à partir de matériaux nitrures, l'élaboration de couches minces de bonne qualité est nécessaire. L'épitaxie des matériaux nitrures se fait en général par des techniques d'élaboration bien précises telles que l'Épitaxie en Phase Vapeur aux OrganoMétalliques (MOCVD), technique utilisée par le 3-5lab de la société Thalès et l'Épitaxie par Jets Moléculaire (MBE), technique utilisée par le Centre de Recherche sur l'Hétéro-Épitaxie et ses Applications (CRHEA) et la société Picogiga. Nos échantillons de semi-conducteurs en volume et d'hétéroépitaxies proviennent essentiellement de THALES III-Vlab et du CRHEA.

2.2.1.2.a. MOCVD

C'est la méthode industrielle généralement la plus utilisée. Elle consiste à réaliser une pyrolyse de l'ammoniac et d'un composé organométallique (triméthylgallium (TMGa) ou triéthylgallium (TEGa)) à la surface du substrat chauffé. La vitesse de croissance est de quelques $\mu\text{m/h}$. Les étapes de croissance sont les suivantes : le substrat est tout d'abord chauffé à haute température (de l'ordre de 1000°C) sous flux d'ammoniac. Il se produit alors une « nitruration » du substrat qui permet une meilleure nucléation de la couche tampon. La couche tampon est ensuite déposée à plus basse température (environ 500°C), puis cristallisée à la température de croissance de la couche (environ 1000°C) avant l'épitaxie d'une couche épaisse de GaN. Les dispositifs réalisés avec cette méthode de croissance ont jusqu'à présent donné les meilleures performances [14, 16].

2.2.1.2.b. MBE

Cette méthode consiste à évaporer ou sublimer, sous ultraviolet, les éléments de l'alliage et éventuels dopants qui sont ensuite adsorbés à la surface du substrat. Dans le cas du GaN, la voie la plus employée consiste à utiliser une source solide pour le gallium, et une source

gazeuse comme précurseur de l'azote. Le gaz utilisé est soit NH_3 soit N_2 auquel cas une source plasma RF (Radio Fréquence) ou ECR (Résonance Electron-Cyclotron) est nécessaire pour dissocier les molécules d'azote très stables. La température du substrat, comprise entre 450°C et 850°C permet la condensation des atomes, tout en leur conférant suffisamment d'énergie pour leur permettre de rejoindre leurs sites. La MBE présente l'avantage de permettre une croissance à plus basse température et un contrôle in situ (par mesure RHEED : diffraction d'électrons rasant la surface) de la croissance et des épaisseurs des couches. En revanche, les vitesses de croissance sont lentes ($< 1 \mu\text{m/h}$) et l'entretien des bâtis est coûteux [14, 16].

2.2.1.4. Le gaz électronique à deux dimensions dans la structure HEMT AlGaIn/GaN

Ce gaz électronique à deux dimensions est aussi appelé « gaz d'électrons », « canal d'électrons » ou « gaz 2DEG » pour « Two-Dimensional Electron Gas ». Celui-ci se forme à l'interface AlGaIn/GaN grâce à l'effet cumulé de la polarisation spontanée et de la polarisation piézoélectrique qui règnent dans les semi-conducteurs AlGaIn et GaN.

Polarisation spontanée

La liaison métal-azote a un fort moment dipolaire lié à la position dissymétrique des électrons de valence. La contribution des différents moments dipolaires autour d'un atome de gallium crée un moment dipolaire parallèle à l'axe c de l'azote vers le gallium. Dans un échantillon de GaN hexagonal relaxé, il y a apparition d'une succession de dipôles parallèles à l'axe c créant ainsi une polarisation macroscopique dans le cristal appelée polarisation spontanée : P_{sp} . Le sens du vecteur de la polarisation spontanée est défini par l'orientation des dipôles Ga-N. La croissance du GaN de polarité gallium conduit à une polarisation spontanée orientée vers le substrat, à l'inverse une épitaxie de polarité azote présente une polarisation spontanée orientée dans la direction opposée [17, 18].

Il est donc primordial de maîtriser parfaitement lors de la croissance l'ordre de la séquence des couches atomiques afin d'orienter le vecteur polarisation spontanée dans le bon sens pour obtenir un gaz bidimensionnel d'électrons à l'interface d'une hétérostructure AlGaIn/GaN.

Polarisation piézoélectrique

Tous les composés III-V, étant non-centrosymétriques, sont piézoélectriques [17, 18]. En ce qui concerne les nitrures cette piézoélectricité est très importante car la liaison III-N est fortement polarisée, les électrons étant essentiellement localisés sur l'atome d'azote.

Toute contrainte exercée sur un solide engendre une déformation de ce solide et donc un changement de position des atomes les uns par rapport aux autres. Si ce solide est non-centrosymétrique tel que le GaN [17, 18], on observe une modification des moments dipolaires des liaisons Ga-N liée à la variation des distances inter atomiques. Ceci explique l'origine de la polarisation piézoélectrique qui varie en fonction de la contrainte exercée. Dans le cas des hétérostructures AlGaN/GaN, les contraintes sont générées par le désaccord de maille existant entre les deux matériaux. La polarisation piézoélectrique pour des matériaux à structure wurtzite est donnée par :

$$P_i^{pz} = e_{ik} \epsilon_k \quad \text{Eq. 1-5}$$

où P_i^{pz} est la composante i du vecteur polarisation piézoélectrique, e_{ik} le tenseur piézoélectrique et ϵ_k le tenseur de contraintes. Dans le cas des hétérostructures à base de nitrure de gallium, la contrainte est biaxiale et les contraintes de cisaillement sont négligeables, la polarisation piézoélectrique a seulement une composante qui est dirigée le long de l'axe c . Cette composante le long de l'axe c dépend linéairement du paramètre de maille a . Prenons l'exemple d'une croissance de GaN de polarité gallium : la polarisation piézoélectrique sera orientée dans le même sens que la polarisation spontanée, c'est-à-dire vers le substrat, pour une déformation en tension et orientée dans le sens contraire pour une déformation en compression.

Origine du gaz bidimensionnel d'électrons

La somme de l'ensemble des polarisations des deux couches GaN et AlGaN est à l'origine du gaz bidimensionnel d'électrons créé par la structure HEMT, sans qu'aucune des couches ne soit intentionnellement dopée [14, 16-18]. L'utilisation de semi-conducteurs non dopés n'est possible que pour ce type de structure à base de composés nitrures qui possèdent des propriétés de piézoélectricité.

En ce qui concerne la croissance des hétéroépitaxies, la croissance de polarité gallium est préférée pour la réalisation des HEMTs. Il en résulte une polarisation spontanée orientée vers le substrat. En général, la couche de GaN a une épaisseur de 1 à 3 μm , on considère alors que la couche est relaxée et la polarisation piézoélectrique est négligée. La couche d'AlGaN

épitaxiée sur la couche de GaN aura la même polarité gallium donc une polarisation spontanée également dirigée vers le substrat. Le paramètre de maille de l'AlGa_xN étant plus grand que le paramètre de maille de GaN, il en résulte une contrainte extensive dans la couche de l'AlGa_xN et donc une polarisation piézoélectrique orientée vers le substrat. Cette structure est représentée figure 1-5.

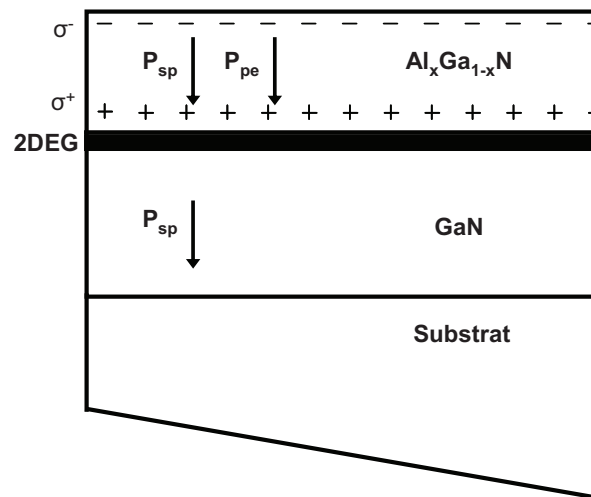


Figure 1-5 : Structure d'un transistor HEMT AlGa_xN/GaN et représentation des polarisations.

Les charges fixes positives et négatives de l'AlGa_xN y sont représentées. La couche de GaN possède, elle aussi, à ces extrémités des charges positives et négatives en densité beaucoup moins importantes que dans l'AlGa_xN. Pour des raisons de clarté, nous ne les avons pas représentées. La densité de charges positives à l'interface AlGa_xN/GaN s'écrit :

$$\sigma(x) = P_{spAlGaN}(x) + P_{pzAlGaN}(x) - P_{spGaN} \quad Eq. 1-6$$

avec x le pourcentage d'aluminium dans la couche d'AlGa_xN. La densité de charge σ augmente fortement lorsque le pourcentage d'aluminium x de la couche d'AlGa_xN augmente. Cette évolution est due à l'accroissement des polarisations spontanée et piézoélectrique de l'AlGa_xN lorsque x augmente. Cependant ces résultats restent théoriques car au-delà de $x=0.5$ la qualité cristalline se dégrade et une relaxation partielle de la couche d'AlGa_xN apparaît.

Cette densité de charge positive induite par les champs de polarisation doit être compensée par une charge de signe opposée : le canal d'électrons. L'hétérojonction AlGa_xN/GaN illustrée dans la figure 1-6 consiste en la juxtaposition d'un matériau à grand gap et d'un matériau à petit gap, ce qui implique la création d'une discontinuité de bande de conduction à l'interface

entre les deux matériaux¹. Un puits de potentiel est alors créé dans la couche de GaN (matériau de plus petit gap) par cette discontinuité de la bande de conduction ΔE_c . C'est le profil électrique de charges qui détermine la courbure de bande de part et d'autre de l'hétérojonction. Les électrons libres de la barrière d'AlGaN ou de la couche de GaN vont s'accumuler dans ce puits de potentiel, constituer le canal du transistor et ainsi compenser la charge positive décrite ci-dessus [19]. Pour une largeur de puits inférieure à la longueur d'onde de De Broglie, des effets quantiques apparaissent. Ces effets se traduisent par la quantification des niveaux d'énergie des électrons et par la restriction du mouvement des porteurs dans le plan perpendiculairement à l'hétérojonction.

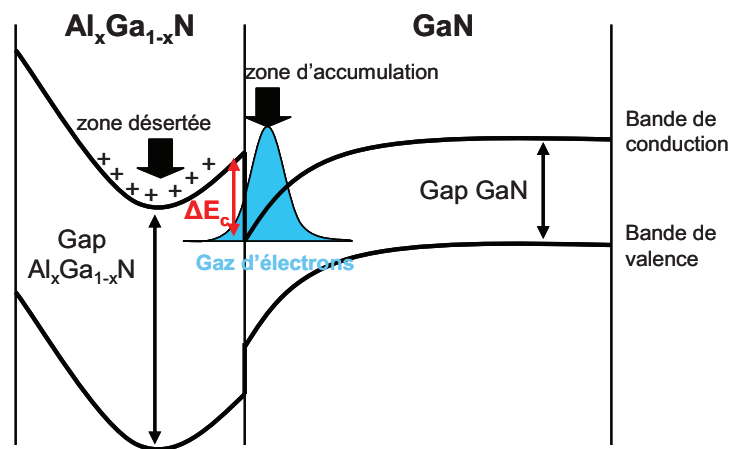


Figure 1-6 : Hétérojonction AlGaN/GaN.

2.2. 2. Principe de fonctionnement du HEMT AlGaN/GaN

Le principe de fonctionnement du HEMT est basé sur la modulation de la conductance entre les deux contacts ohmiques source et drain, par l'action électrostatique d'une électrode de commande dénommée grille (cf. figure 1-4). La variation de cette conductance est proportionnelle au nombre de porteurs libres dans le canal, et donc au courant entre source et drain. C'est l'effet d'amplification transistor qui permet de transformer un faible signal appliqué sur la grille en un signal plus fort récupéré sur le drain. La différence avec le transistor classique est que le HEMT utilise une hétérojonction, définie ci-dessus. Ainsi, les

¹ Modèle d'Anderson : c'est en 1962 que R. L. Anderson a proposé le modèle de l'hétérojonction qui sera le plus utilisé et deviendra une référence dans son domaine. Dans ce modèle, lors de la jonction de deux semi-conducteurs à bandes interdites différentes, les niveaux de Fermi s'alignent. La conservation des paramètres physiques de part et d'autre de l'interface entraîne des courbures des bandes de conduction et de valence, ainsi que des discontinuités à l'interface pour ces deux bandes.

électrons constituant le courant drain-source dans un semi-conducteur non dopé ont un temps de transit très faible, ce qui permet des performances en fréquence remarquables. La structure favorable aux applications hautes fréquences ainsi que l'utilisation de matériaux grand gap de forte conductivité thermique, tel que le GaN par exemple, font de ce composant un candidat très intéressant pour les applications de puissance micro-ondes.

2.2. 3. Phénomène de passivation du HEMT AlGaN/GaN

Les semi-conducteurs à base de GaN sont très sensibles à l'environnement extérieur : la surface du composant s'oxyde et présente des effets de piège. Or pour les transistors HEMTs, le gaz d'électrons bidimensionnel ne doit être sensible qu'à l'application d'une tension électrique. Il faut donc limiter l'influence de l'environnement extérieur (agression chimique, ou même mécanique) sur les propriétés de transport du gaz d'électrons bidimensionnel. La surface libre de l'hétérostructure HEMT AlGaN/GaN peut présenter une forte réactivité et les métallisations utilisées pour la grille et les contacts ohmiques sont sensibles aux agressions du milieu ambiant. Donc pour les protéger, il est nécessaire de réaliser une passivation. Passiver consiste à déposer sur la surface libre du composant un diélectrique qui doit permettre d'assurer le fonctionnement optimal du transistor HEMT. La passivation intervient directement sur les caractéristiques du composant, en modifiant l'état électrique de la surface. Elle change également l'état de contrainte de l'hétérostructure donc les champs piézoélectriques, ce qui engendre une modification des performances électriques. Différentes couches de passivation seront étudiées dans le chapitre 2, selon leur type et leur épaisseur. Cette étude permet d'optimiser la couche de passivation afin d'améliorer les performances électriques du composant.

Comme nous l'avons vu précédemment, les HEMTs AlGaN/GaN, sont à l'heure actuelle les plus prometteurs pour les applications de puissance hyperfréquence. Néanmoins, il subsiste encore quelques problèmes quant à l'élaboration des semi-conducteurs et des hétéroépitaxies et quant aux différentes étapes technologiques pour réaliser les électrodes Grille, Drain et Source du transistor. Ceci ouvre différentes pistes d'investigation. Pour cela, des techniques de caractérisation électrique déjà bien connues pour l'étude des composants électroniques à base de semi-conducteurs III-V sont utilisées, notamment à l'Institut d'Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN). Pour compléter ces études, des techniques de caractérisation optique peuvent y être associées. La microspectrométrie Raman se révèle

être une excellente méthode de caractérisation des semi-conducteurs qui repose sur l'observation des états vibrationnels. En effet, cette technique non destructive et sans contact, permet une analyse en trois dimensions de l'échantillon solide à analyser avec des résolutions spatiales et spectrales remarquables. L'analyse en profondeur se fait en changeant la longueur d'onde du faisceau monochromatique d'excitation. Pour toutes ces caractéristiques, l'outil d'analyse choisi pour l'étude des matériaux et composants électroniques à base de semi-conducteurs III-V dans ce travail de thèse est la microspectrométrie Raman. Nous allons, dans la suite de ce chapitre, présenter ce qu'est la diffusion Raman notamment dans les solides cristallins, puis l'instrumentation relative à la microspectrométrie Raman. Enfin, nous décrirons les propriétés vibrationnelles des semi-conducteurs III-V nécessaires à la compréhension de leurs spectres Raman.

3. LA SPECTROMETRIE RAMAN

L'effet Raman a été découvert en 1928 par C.V. Raman [20], lauréat du prix Nobel de Physique en 1930 : il s'agit de la diffusion inélastique de la lumière mettant en jeu les vibrations élémentaires de la matière. Le principe de la spectroscopie Raman repose sur cet effet. L'apparition des sources laser a permis l'essor de cette technique expérimentale, particulièrement adaptée à l'étude des semi-conducteurs.

3.1. Principe de la diffusion Raman

Une matière soumise à une radiation monochromatique peut réfléchir, absorber, transmettre ou diffuser l'onde incidente [21]. L'analyse spectrale de la lumière diffusée montre d'une part une composante intense de même fréquence que l'onde incidente, appelée raie de diffusion Rayleigh et d'autre part, des radiations de fréquences différentes qui constituent la diffusion Raman [20, 22]. Les fréquences constituant la diffusion Raman sont caractéristiques des espèces moléculaires de l'échantillon illuminé.

3.1.1. Modèle ondulatoire de l'effet Raman

3.1.1.1. Interaction lumière-matière

La diffusion Raman est issue de l'interaction lumière-matière et met en jeu les vibrations moléculaires et cristallines.

La figure 1-7 représente les états vibrationnels mis en jeu lors de l'excitation de la molécule. La source excitatrice incidente généralement utilisée est une onde électromagnétique de fréquence ν_0 .

Sous l'effet de l'excitation, la molécule ou le cristal diffuse la lumière dans toutes les directions de l'espace, laquelle est composée de deux types de rayonnement [21] :

- un rayonnement diffusé élastiquement : la diffusion Rayleigh. Les photons incidents et diffusés ont la même énergie.
- un rayonnement diffusé inélastiquement. Ce dernier se compose de deux contributions : la diffusion Raman Stokes et anti-Stokes. La fréquence des photons diffusés est décalée vers les basses fréquences par rapport à la fréquence de la lumière excitatrice de $(-\nu_v)$ pour la diffusion Raman Stokes et vers les hautes fréquences de $(+\nu_v)$ pour la diffusion Raman anti-Stokes.

La lumière diffusée (Stokes et anti-Stokes) contient une information unique et caractéristique des vibrations des liaisons de la molécule sondée.

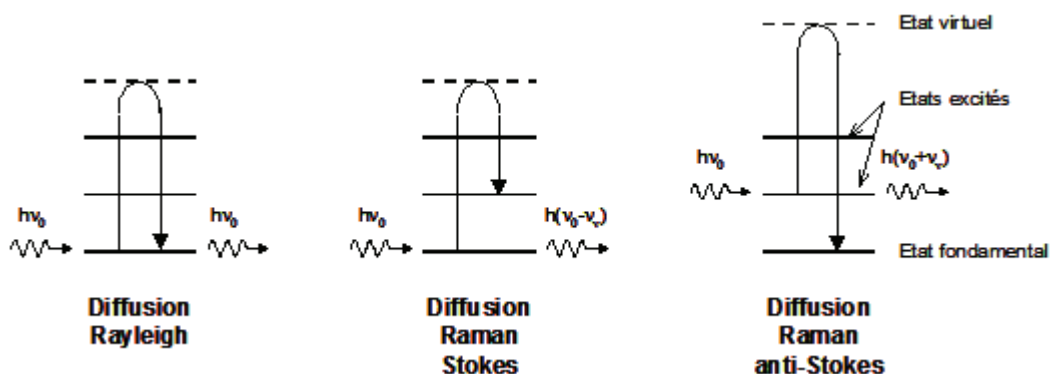


Figure 1-7 : Principe de la diffusion Raman.

3.1.1.2. Diffusion Raman

La vibration déforme le nuage électronique de la molécule. Par conséquent, la susceptibilité va varier avec les oscillations de la vibration. Selon la théorie électromagnétique, le dipôle oscillant ainsi créé va émettre un rayonnement électromagnétique dans tout l'espace de même fréquence que son oscillation. Le moment dipolaire induit \vec{p} est lié au tenseur de polarisabilité $\vec{\alpha}$ de la molécule par la relation :

$$\vec{p} = \vec{\alpha}\vec{E} \quad \text{Eq. 1-7}$$

où $\vec{\alpha}$ est représentatif du pouvoir de déformation du nuage électronique et \vec{E} le champ électrique de l'onde électromagnétique incidente. Le champ électrique incident est exprimé comme une fonction sinusoïdale du temps, de fréquence ν_0 [23] :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(2\pi\nu_0 t) = \vec{E}_0 \cos(\omega_0 t) \quad \text{Eq. 1-8}$$

où ω_0 est la pulsation. $\vec{\alpha}$ dépend de la géométrie de la molécule, des distances internucléaires et peut ainsi varier avec les vibrations internes. Pour une molécule isolée non linéaire comportant n atomes, $3n-6$ modes normaux de vibrations sont attendus. A chaque mode normal est associé une seule coordonnée appelée coordonnée normale Q [23]. Si les forces qui unissent la molécule sont des fonctions linéaires du déplacement des atomes, alors les vibrations moléculaires seront harmoniques et les déplacements des atomes seront décrits par des sinusoïdes lorsque la molécule vibre selon un mode normal. Dans cette approximation harmonique, les coordonnées normales varient périodiquement [23] :

$$Q = Q_0 \cos(2\pi\nu_v t) \quad \text{Eq. 1-9}$$

où ν_v est la fréquence de la coordonnée normale de vibration. Suivant l'hypothèse d'une vibration moléculaire de fréquence ν_v , de coordonnée normale $Q = Q_0 \cos(2\pi\nu_v t)$, soumise au champ électrique $\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(2\pi\nu_0 t)$ du rayonnement incident, la relation Eq. 1-7 s'écrit [23] :

$$\vec{p} = \vec{\alpha}_0 \vec{E}_0 \cos(2\pi\nu_0 t) + \left(\frac{\partial \vec{\alpha}}{\partial Q} \right) Q_0 \vec{E}_0 \cos(2\pi\nu_v t) \cos(2\pi\nu_0 t) \quad \text{Eq. 1-10}$$

qui devient :

$$\vec{p} = \vec{\alpha}_0 \vec{E}_0 \cos(2\pi\nu_0 t) + \left(\frac{\partial \vec{\alpha}}{\partial Q} \right) \frac{Q_0 \vec{E}_0}{2} [\cos(2\pi(\nu_0 - \nu_v)t) + \cos(2\pi(\nu_0 + \nu_v)t)] \quad \text{Eq. 1-11}$$

Dans cette expression, on retrouve les trois composantes de la lumière diffusée par une molécule ayant une transition vibrationnelle ν_v . Les termes en $\cos(2\pi\nu_0 t)$, $\cos(2\pi(\nu_0 - \nu_v)t)$, $\cos(2\pi(\nu_0 + \nu_v)t)$ représentent respectivement la diffusion Rayleigh, Raman Stokes et Raman anti-Stokes. Il apparaît que la diffusion Rayleigh est indépendante de la vibration moléculaire et qu'une vibration moléculaire n'est active en Raman que si elle entraîne une variation de la polarisabilité, c'est-à-dire $\frac{\partial \vec{\alpha}}{\partial Q} \neq 0$ [24]. La diffusion Rayleigh est

la plus probable, alors que la diffusion Raman est très peu favorisée.

Le traitement classique de la diffusion Raman, décrit ci-dessus, reproduit bien l'expérience en ce qui concerne l'existence ou non des raies. Par contre il ne reproduit pas les intensités relatives des raies Stokes et anti-Stokes que seul le traitement quantique permet d'obtenir. En effet, à une température donnée, la répartition en niveaux d'énergie d'un ensemble de molécules obéit à une distribution de Boltzmann. Ainsi la probabilité pour qu'une molécule se trouve à son niveau fondamental vibrationnel est très élevée. La transition Stokes provient du passage d'une molécule de son état fondamental à un état excité, tandis que la transition anti-Stokes provient du passage d'une molécule d'un état excité à son état fondamental, cela explique le fait qu'expérimentalement les raies Stokes sont plus intenses que les raies anti-Stokes. Le rapport de leur intensité est déterminé par [23] :

$$\frac{I_{\text{anti-Stokes}}}{I_{\text{Stokes}}} = \left(\frac{\nu_0 + \nu_v}{\nu_0 - \nu_v} \right)^4 \exp\left(-\frac{h\nu_v}{k_B T} \right) \quad \text{Eq. 1-12}$$

avec k_B la constante de Boltzmann ($J.K^{-1}$) et T la température absolue (K). L'intensité anti-Stokes décroît rapidement quand la fréquence de vibration s'élève. C'est pourquoi, en pratique, seule la diffusion Raman Stokes est étudiée.

Le spectre Raman (fig. 1-8) est constitué par des pics ou bandes repérés par le déplacement Raman exprimé en nombre d'onde ($\bar{\nu}$ en cm^{-1}). Le déplacement Raman représente la différence d'énergie entre deux niveaux vibrationnels.

L'activité Raman des modes de vibration peut être prévue en fonction de la géométrie et de la symétrie de la molécule.

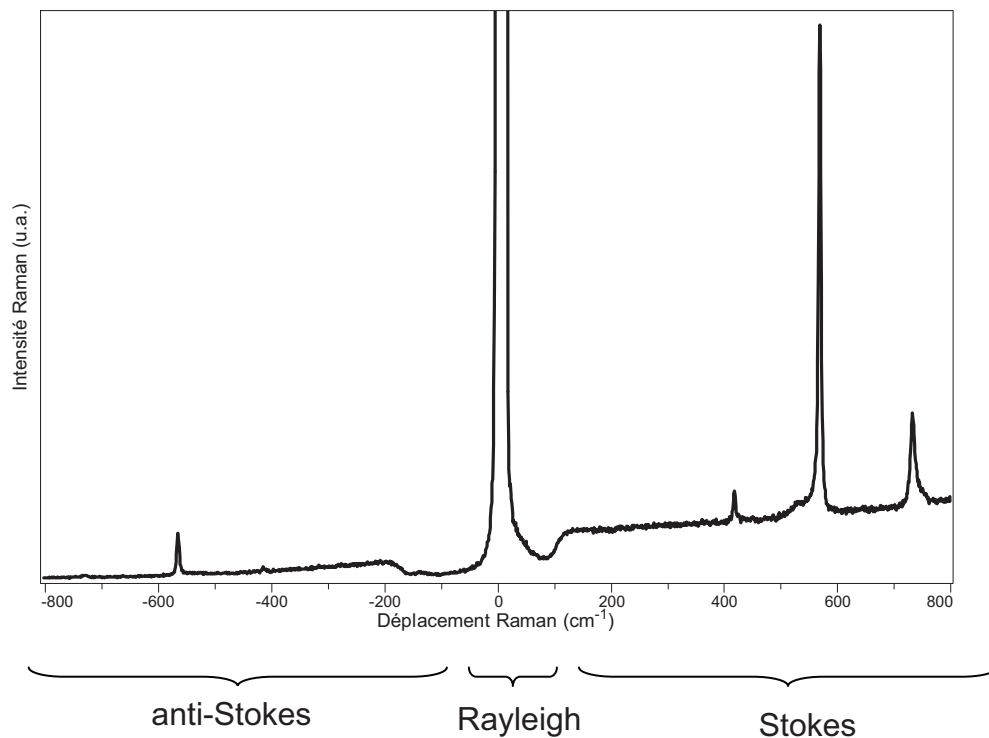


Figure 1-8 : Spectre de diffusion Raman Stokes et anti-Stokes du nitrure de gallium sur substrat SiC (AEC 810), longueur d'onde excitatrice = 514,5 nm, objectif 100×, temps d'acquisition 10s, densité optique D0.

3.1.2. Diffusion Raman dans des solides cristallins

Lors de l'interaction lumière-matière, lorsque la matière est un cristal, il en résulte bien évidemment la diffusion Raman qui contient l'information unique et les caractéristiques des vibrations non pas des liaisons de molécules mais du réseau cristallin. C'est ce que nous allons décrire dans cette partie de chapitre.

3.1.2.1. Phonons

Dans un réseau cristallin, l'état vibrationnel est décrit en termes d'ondes progressives indépendantes appelées vibrations du réseau. Chacune d'elles est caractérisée par un vecteur d'onde \vec{q}_v et une fréquence ω_v . Ces ondes sont les modes normaux de vibration du cristal. L'énergie de chaque mode normal est quantifiée de la même manière qu'un oscillateur harmonique. Les quanta d'énergie des modes normaux sont appelés phonons. L'ensemble des modes normaux de vibration est caractéristique de la nature (formule chimique, éléments constituants) et de la phase (symétrie, agencement des atomes) du matériau étudié. En

utilisant un modèle de chaîne linéaire [25], on montre que les ondes de déplacement des atomes de vecteur d'onde \vec{q}_v qui peuvent se propager dans la chaîne ont une pulsation ω_v bien définie. Dans le cas d'un cristal réel à trois dimensions et s atomes par maille primitive, les courbes de dispersion $\omega_v = f(\vec{q}_v)$, suivant une direction donnée du vecteur de propagation, se décomposent en $3s$ branches. Les trois branches acoustiques sont celles dont la fréquence tend vers zéro en même temps que \vec{q}_v . Il existe une branche longitudinale acoustique (LA) et deux branches transverses acoustiques équivalentes (TA). Les $3s-3$ vibrations restantes constituent les branches optiques. En $\vec{q}_v = 0$, ces fréquences ont des valeurs bien définies qui sont les fréquences principales du cristal. Elles se décomposent également en longitudinales optiques (LO) et transverses optiques (TO). Une onde longitudinale est une onde pour laquelle la polarisation est parallèle au vecteur d'onde \vec{q}_v . Une onde transverse est celle pour laquelle la polarisation est perpendiculaire à \vec{q}_v . Les phonons acoustiques sont de faible fréquence ($<10 \text{ cm}^{-1}$). Leur interaction avec la lumière donne lieu à la diffusion Brillouin. Les fréquences des phonons optiques sont entre 10 cm^{-1} et 5000 cm^{-1} . Ce sont eux qui participent à l'effet Raman.

3.1.2.2. Couplage de la lumière avec les phonons optiques

L'interaction lumière-vibration de la matière est donc du type photon-phonon dans un cristal [26]. Le processus de diffusion Raman peut être conçu globalement comme un choc inélastique entre le photon incident de pulsation ω_i et de vecteur d'onde \vec{q}_i et le phonon de pulsation ω_v et de vecteur d'onde \vec{q}_v . Le photon diffusé a une pulsation ω_d et un vecteur d'onde \vec{q}_d . Lors de ce mécanisme, les relations de conservation de l'énergie et des moments peuvent s'écrire [27] :

$$\omega_d = \omega_i \pm \omega_v \quad \text{Eq. 1-13}$$

$$\vec{q}_d = \vec{q}_i \pm \vec{q}_v \quad \text{Eq. 1-14}$$

$$|\vec{q}_{d,i}| = \frac{2\pi n}{\lambda_{d,i}} \quad \text{Eq. 1-15}$$

avec n l'indice de réfraction du matériau et λ la longueur d'onde de la lumière diffusée ou incidente.

Le signe + a trait à la création d'un phonon (processus Stokes) et le signe – à l'annihilation d'un phonon (processus anti-Stokes).

La figure 1-9 donne les représentations vectorielles de trois configurations expérimentales usuelles de diffusion Raman. Elles sont caractérisées par ψ , l'angle entre le vecteur d'onde \vec{q}_i du photon incident, et le vecteur d'onde \vec{q}_d du photon diffusé. La configuration $\psi \approx 0^\circ$ est utilisée pour l'étude des polaritons, $\psi \approx 90^\circ$ pour celle des cristaux transparents et $\psi \approx 180^\circ$ (rétrodiffusion) pour celle des cristaux opaques.

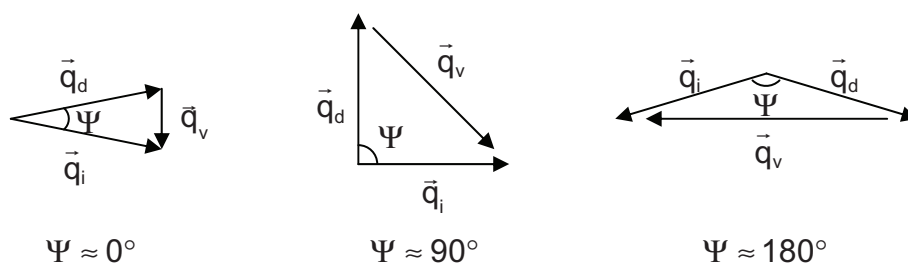


Figure 1-9 : Représentation vectorielle de trois géométries de diffusion usuelles caractérisées par l'angle de diffusion Ψ .

La relation Eq 1-14 peut s'écrire, en module :

$$|\vec{q}_v|^2 = |\vec{q}_i|^2 + |\vec{q}_d|^2 - 2|\vec{q}_i||\vec{q}_d|\cos\psi \quad \text{Eq. 1-16}$$

La fréquence de vibration est généralement faible par rapport à la fréquence excitatrice : $\omega_v \ll \omega_i$ ce qui entraîne $|\vec{q}_i| \approx |\vec{q}_d|$ d'où :

$$|\vec{q}_v|^2 = 2|\vec{q}_i|^2(1 - \cos\psi) \quad \text{Eq. 1-17}$$

$$\text{soit } |\vec{q}_v| = 2|\vec{q}_i|\sin\frac{\psi}{2} \quad \text{Eq. 1-18}$$

La valeur maximale du vecteur d'onde de transfert est obtenue pour $\psi \approx 180^\circ$.

Des relations Eq. 1-15 et Eq. 1-18, il vient :

$$|\vec{q}_v|_{\max} = \frac{4\pi n}{\lambda_i} \quad \text{Eq. 1-19}$$

Un exemple de calcul est présenté pour le nitrure de gallium [12] : $n = 2.33$ pour $\lambda_i = 632.8$ nm ce qui donne $|\vec{q}_v|_{\max} = 4,63 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ et $n = 2.56$ pour $\lambda_i = 266$ nm ce qui donne

$|\vec{q}_v|_{\max} = 1,2 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$. La limite de la première zone de Brillouin est $\frac{2\pi}{a}$ où a est le paramètre de maille égal à $3,187 \text{ \AA}$ pour le GaN. La valeur limite est 1000 à 10000 fois plus grande que les valeurs de $|\vec{q}_v|_{\max}$. Il en résulte que seules les excitations ayant des vecteurs d'onde petits (phonon du centre de zone) sont observables. Dans cette région, les branches optiques de la courbe de dispersion accusent de très faibles variations (elles sont peu dispersives) et les fréquences des modes observés par diffusion de la lumière ne dépendent pratiquement pas de la valeur de \vec{q}_v . Ces fréquences sont considérées égales à leur valeur pour $\vec{q} = 0$ (origine de la zone de Brillouin).

3.1.2.3. Section efficace de diffusion

Le phénomène de diffusion de la lumière dans le cadre de la théorie diélectrique permet d'exprimer la section efficace de diffusion Raman en fonction des propriétés macroscopiques du matériau. La polarisation macroscopique créée par le champ électrique de l'onde incidente s'exprime par la relation :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \vec{\chi} \vec{E} \quad \text{Eq. 1-20}$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide, $\vec{\chi}$ le tenseur de susceptibilité électronique du matériau et \vec{E} l'onde incidente. Le phonon entraîne une modulation de la susceptibilité électronique, ce qui conduit à une variation de la polarisation du milieu [23] :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \left[\chi(0) + \frac{\partial \vec{\chi}}{\partial Q} Q \right] \vec{\chi} \vec{E} \quad \text{Eq. 1-21}$$

Le premier terme correspond à la diffusion Rayleigh indépendante du phonon. Le second terme dû à la modulation de la susceptibilité fait référence à la diffusion Raman.

La section efficace de diffusion σ est calculée à partir de l'énergie rayonnée de cette diffusion. La section efficace de diffusion régit l'échange d'énergie entre les photons et les phonons. Elle correspond à l'intensité des modes observés. On utilise plutôt la section efficace différentielle définie par $\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} \right)$, où $d\Omega$ est l'angle solide de collection et ω la pulsation absolue de la lumière diffusée. Après plusieurs approximations, la section efficace différentielle se transforme alors sous la forme [28] :

en diffusion Stokes

$$\left(\frac{d^2 \sigma}{d\Omega d\omega} \right)_{\text{Stokes}} = \frac{\omega_i \omega_d^3}{(4\pi\epsilon_0)^2 c^4} \frac{V n_d}{n_i} \left| \vec{e}_d \epsilon_0 \frac{\partial \vec{\chi}}{\partial Q} \right|^2 \frac{\hbar}{2\omega_v} (n(\omega, T) + 1) g_v(\omega) \quad \text{Eq. 1-22}$$

en diffusion anti-Stokes

$$\left(\frac{d^2 \sigma}{d\Omega d\omega} \right)_{\text{anti-Stokes}} = \frac{\omega_i \omega_d^3}{(4\pi\epsilon_0)^2 c^4} \frac{V n_d}{n_i} \left| \vec{e}_d \epsilon_0 \frac{\partial \vec{\chi}}{\partial Q} \right|^2 \frac{\hbar}{2\omega_v} n(\omega, T) g_v(\omega) \quad \text{Eq. 1-23}$$

avec V est le volume diffusant,

ϵ_0 est la constante diélectrique du vide,

$\vec{\chi}$ est le tenseur de susceptibilité électronique du matériau diffusant,

$g_v(\omega)$ fonction représentant la forme de la raie de diffusion Raman,

n le facteur de population de Bose-Einstein égal à $\left(\exp\left(\frac{\hbar\omega_v}{kT}\right) - 1 \right)^{-1}$,

n_d et n_i , les indices de réfraction des milieux respectifs diffusant et incident.

De l'évolution en température des coefficients de population pour les diffusions anti-Stokes et Stokes, il ressort que cette dernière sera toujours la plus intense, même à température ordinaire.

3.1.2.4. Règles de sélection

Les règles de sélection déterminent l'intensité de la lumière diffusée par un cristal. Elles dépendent des directions des faisceaux incident et diffusé et de leur polarisation respective par rapport aux axes principaux du cristal.

La première condition d'observation d'un mode de vibration est que cette vibration entraîne une variation du tenseur de susceptibilité électronique $\vec{\chi}$ du matériau (mode dit « Raman actif »). La deuxième est la configuration expérimentale choisie. Une telle configuration est généralement notée $\vec{q}_i (\vec{e}_i, \vec{e}_d) \vec{q}_d$, notation de Porto, avec \vec{e}_i et \vec{e}_d les vecteurs unitaires de polarisation des faisceaux incident et diffusé. Ces règles de sélection établies par Loudon [26] sont déterminées en associant à chaque représentation irréductible du tenseur $\vec{\chi}$ un tenseur Raman appelé \vec{R} . Un mode est alors actif en diffusion Raman si la condition d'observation exprimée par la relation ci-dessous est vérifiée :

$$\left| \vec{e}_d \cdot \vec{\bar{R}} \cdot \vec{e}_i \right|^2 \neq 0 \quad \text{Eq. 1-24}$$

Les règles de sélection se basent sur la théorie des groupes qui prend en compte la symétrie du système cristallin. Elles déterminent les conditions nécessaires à l'observation d'un phonon, c'est-à-dire les conditions pour qu'un phonon devienne actif en Raman.

L'intensité du signal Raman se calcule à partir de l'énergie rayonnée par les dipôles induits. Elle dépend de la polarisation \vec{e}_i et \vec{e}_d de la lumière incidente et de la lumière diffusée.

$$I_R \propto \left| \vec{e}_i \cdot \vec{\bar{R}} \cdot \vec{e}_d \right|^2 \quad \text{Eq. 1-25}$$

$\vec{\bar{R}}$ est le tenseur Raman défini par :

$$\vec{\bar{R}} = \frac{\partial \vec{\chi}}{\partial Q_j} \vec{e}_j \quad \text{Eq. 1-26}$$

où \vec{e}_j est la polarisation du phonon et Q_j la coordonnée généralisée. $\vec{\bar{R}}$ est un tenseur symétrique d'ordre 2 qui reflète comment un photon donné module la susceptibilité électronique. Les tenseurs $\vec{\bar{R}}$ de polarisabilité pour les 32 classes cristallines sont donnés dans les différents ouvrages de la théorie des groupes.

3.2. Microspectromètre Raman confocal

La différence entre la microspectrométrie Raman (plus simplement appelée microsonde Raman) et la spectrométrie Raman conventionnelle est la focalisation du faisceau lumineux incident sur l'échantillon à travers l'objectif d'un microscope. Ainsi, l'intensité de la lumière diffusée reste constante malgré la diminution du volume de l'échantillon. Les deux caractéristiques de ce montage microsonde Raman qui expliquent son efficacité sont : l'éclairage local très intense et un très grand angle de collection de l'objectif [24]. La microspectrométrie Raman permet donc l'analyse d'échantillons microscopiques tels que nos transistors HEMTs AlGaIn/GaN.

Nos travaux ont été effectués avec deux types de microspectromètres Raman [29] : LabRAM Visible et LabRAM HR UV du centre commun de mesures de microspectrométrie Raman implanté au LASIR. Le LabRAM Visible est un instrument optimisé pour une excitation laser dans le visible (514.4 et 632.8 nm) et le LabRAM HR UV pour une excitation dans l'UV (266 nm). Ils sont tous deux fabriqués par Horiba Jobin-Yvon Gr. et sont dotés des éléments suivants :

- une source laser monochromatique et polarisée
- un microscope confocal
- un spectroscopie multicanal
- un détecteur multicanal cryogénique.

Les deux appareils sont analogues hormis certaines spécificités propres au rayonnement utilisé, notamment les éléments optiques en UV. Il est possible de faire des études de polarisabilité d'échantillon avec les deux appareils mais le laboratoire n'est pas équipé du matériel optique pour ce genre d'expérience avec le LabRAM HR UV. La figure 1-10 illustre schématiquement les différents éléments composant le système de mesure par microspectrométrie Raman.

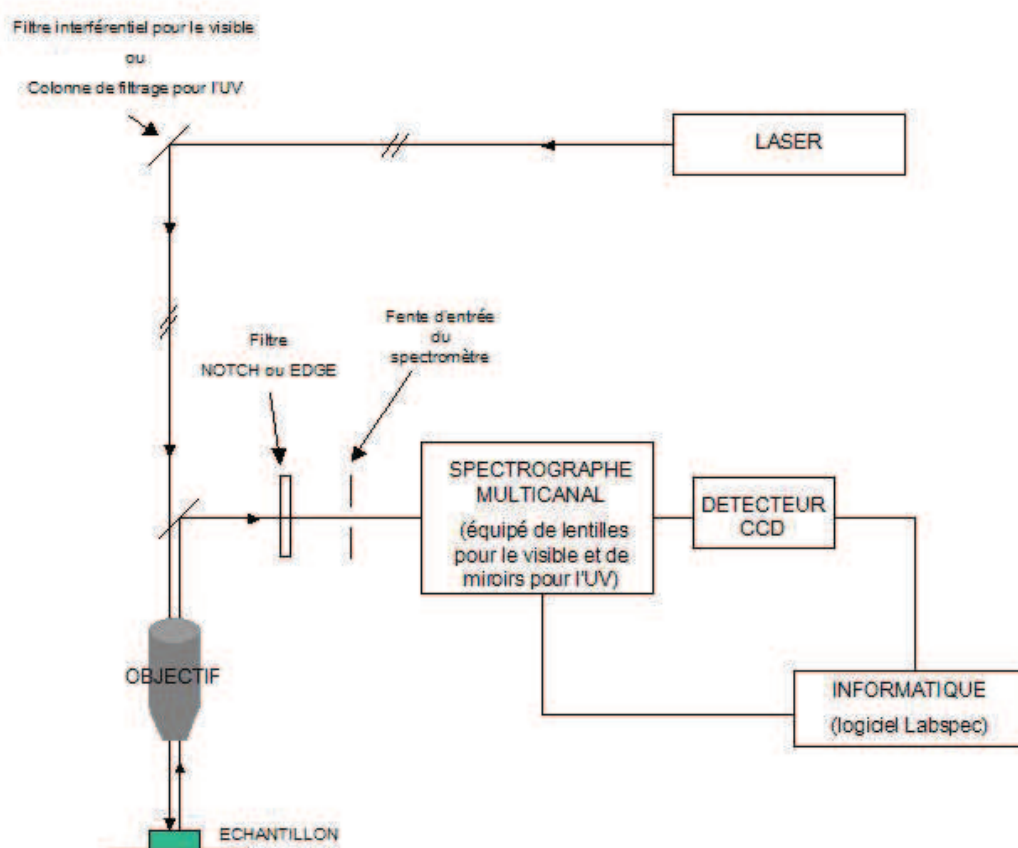


Figure 1-10 : Schéma des différents éléments composant le système de mesure de spectrométrie Raman.

3.2.1. Source laser

Le microspectromètre LabRAM Visible a été utilisé essentiellement avec une source laser He-Ne délivrant une radiation à 632.8 nm. La puissance de sortie de ce laser visible est de 19 mW

avant le filtre interférentiel, filtre destiné à éliminer les raies parasites du laser (raies du plasma). Le microspectromètre LabRAM HR UV fonctionne uniquement avec une source laser solide Cohérent mbd-266 émettant à la longueur d'onde de 266 nm obtenue en doublant la fréquence d'une diode à 532 nm (Verdi-2W) avec un cristal. La puissance en sortie est ajustable et peut atteindre un maximum de 230 mW. Le filtrage des raies parasites de cette source laser se fait à l'aide de la colonne de filtrage externe (constituée d'un réseau de 2400 traits par millimètre) et d'un filtre spatial. Les deux appareils sont équipés d'un barillet muni de filtres de densité permettant d'atténuer la puissance du faisceau laser incident reçu par l'échantillon. Pour le LabRAM Visible et le LabRAM HR UV, la puissance au niveau de l'échantillon varie respectivement de 0,09 mW à 9 mW et de 72 nW à 9,6 mW.

3.2.2. Microscope confocal

Les deux microspectromètres sont équipés d'un microscope Olympus confocal, doté d'objectifs de différents grossissements : x10 (ON = 0,25), x50 (ON = 0,75) et x100 (ON = 0,9) pour le LabRAM Visible et x40 (ON = 0,5) et x80 (ON = 0,55) pour le LabRAM HR UV. Le choix d'objectif UV est limité car les objectifs UV optimisés à cette longueur d'onde ont un coût d'achat très élevé. L'objectif du microscope permet de focaliser la lumière excitatrice sur l'échantillon. Le diamètre d de la tâche de focalisation est donné par l'expression :

$$d = \frac{1,22\lambda}{\text{ON}} \quad \text{Eq. 1-27}$$

avec λ la longueur d'onde excitatrice et ON l'ouverture numérique qui est fonction de l'angle maximum de demi-ouverture α et de l'indice de réfraction du milieu n ($\text{ON} = n \cdot \sin \alpha$) représenté dans la figure 1-11. Dans le cas de l'objectif x100 (ON = 0,9) et la longueur d'onde 632,8 nm, on obtient un diamètre de la tâche de focalisation de 0.86 μm . Dans le cas de l'objectif x80 (ON = 0,55) et la longueur d'onde 266 nm, on obtient un diamètre de 0,59 μm . Expérimentalement, le diamètre mesuré de la tâche de focalisation du laser visible (632.8 nm) et du laser UV (266 nm) sont respectivement de 1 μm avec l'objectif x100 (ON = 0,9) et 0,6 μm avec l'objectif x80 (ON = 0,55). Le principe de mesure expérimentale de la tâche de focalisation est illustré sur la figure 1-12 : on détermine le profil d'intensité Raman en fonction du déplacement latéral du faisceau laser focalisé à la surface d'un échantillon plat composé d'un substrat sur lequel est dessiné un motif en métal. La largeur à mi-hauteur de la dérivée de ce profil correspond à la résolution latérale.

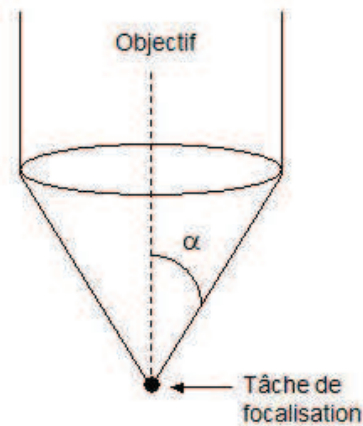


Figure 1-11 : Cône de lumière entre l'objectif et la tâche de focalisation.

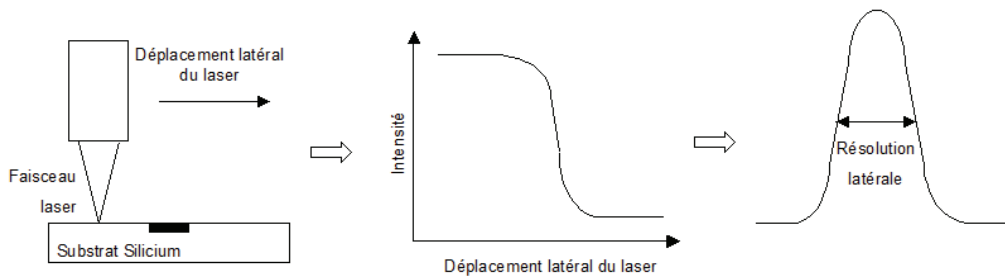


Figure 1-12 : Principe de mesure expérimentale de la résolution latérale.

Le principe de mesure de la résolution axiale est présenté sur la figure 1-13 : on détermine le profil d'intensité Raman en fonction du déplacement axial du faisceau laser focalisé en début de mesure à quelque micromètres au-dessus de la surface d'un échantillon opaque. La largeur à mi-hauteur de ce profil correspond à la résolution axiale. L'ajustement du trou confocal placé dans le plan image de la lentille de l'objectif améliore la résolution spatiale (cf. figure 1-14). En effet, les photons diffusés sont dirigés sur une ouverture de dimensions réduites (trou confocal) agissant comme un filtre spatial et permettant une réduction du volume analysé si l'échantillon est transparent ou de la surface analysée si l'échantillon est opaque.

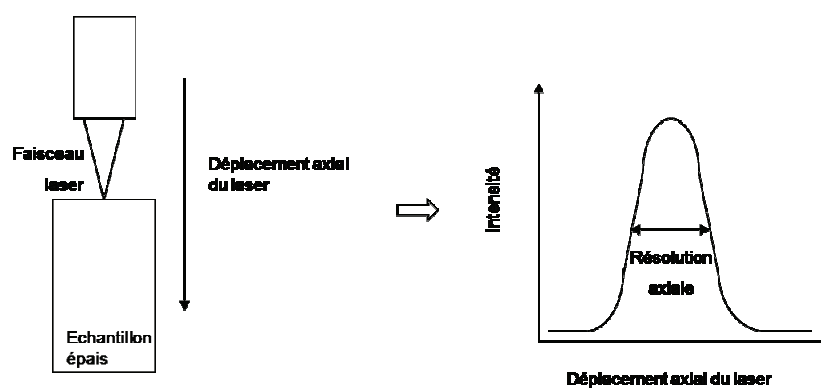


Figure 1-13 : Principe de mesure expérimentale de la résolution axiale.

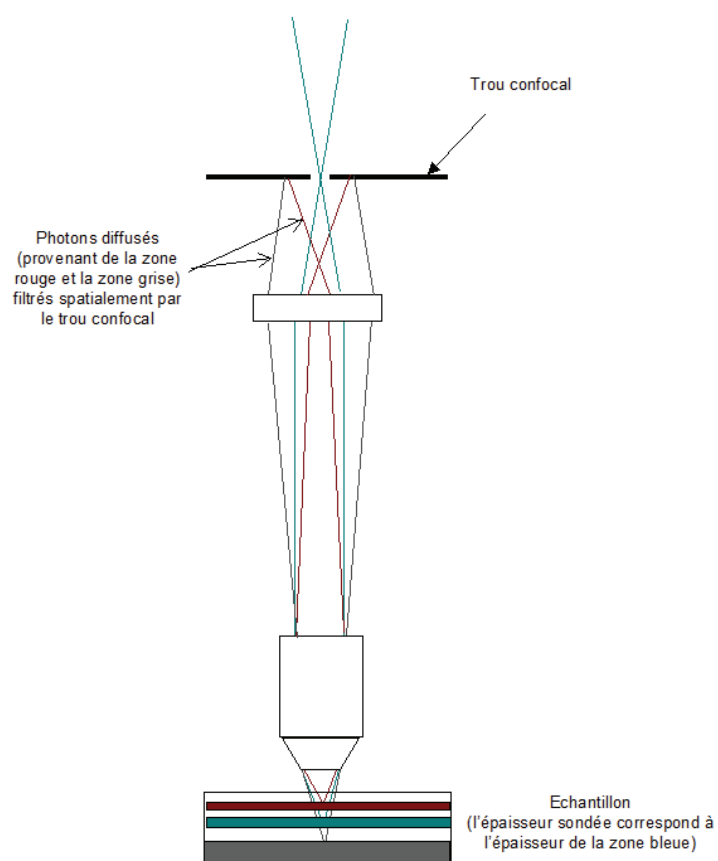


Figure 1-14 : Principe du trou confocal.

3.2.3. Spectromètres

La diffusion Raman est collectée par l'objectif puis filtrée optiquement par un filtre Super Notch Plus™ (réjecteur de bande) qui élimine la lumière excitatrice [30] pour le LabRAM Visible. On obtient ainsi une coupure en basse fréquence de l'ordre de 100 cm^{-1} . Comme pour les objectifs UV, le choix des filtres UV est également limité. On utilise, pour le LabRAM HR UV, un jeu de deux filtres Edge (passe-haut) de qualité moyenne en parallèle pour atteindre une coupure en basse fréquence de 350 cm^{-1} . En effet, comme la densité optique d'un filtre diminue lorsque la fréquence de coupure diminue, le premier filtre permet d'obtenir une fréquence de coupure basse, le second filtre permet de compenser la perte de densité optique. L'ouverture de la fente d'entrée permet d'influer sur la résolution spectrale. En effet, pour une longueur d'onde donnée, plus la taille de la fente est grande, plus celle de son image sur le détecteur sera grande dans des proportions dépendant de la configuration optique du spectromètre. Il s'ensuit qu'un plus grand nombre de pixels du détecteur seront éclairés : le signal ainsi généré sera plus large. Cette ouverture est réglable entre 0 et $1000 \mu\text{m}$ pour le LabRAM Visible, en général on fixe cette ouverture à $100 \mu\text{m}$ pour obtenir une résolution correcte sans perte de signal. Le LabRAM HR UV est, quant à lui, équipé d'un trou d'entrée qui a le même rôle que la fente d'entrée du LabRAM Visible. L'ouverture est réglable de 0 à $1000 \mu\text{m}$, mais généralement utilisée à $100 \mu\text{m}$ pour les mêmes raisons que celles décrites pour la fente d'entrée du LabRAM visible. L'élément dispersif des deux spectromètres est un réseau holographique dont la position peut être ajustée selon la région spectrale à analyser. Sur chaque spectromètre, deux réseaux différents sont disponibles : 300 et 1800 traits par millimètre pour le LabRAM Visible et 600 et 2400 traits par millimètre pour le LabRAM HR UV. Les largeurs des fenêtres spectrales d'acquisition sont de 1000 cm^{-1} pour le LabRAM Visible avec le réseau 1800 tr/mm et de 1700 cm^{-1} pour le LabRAM HR UV avec le réseau 2400 tr/mm. La dispersion mesurée pour ces deux appareils LabRAM Visible et LabRAM HR UV sont respectivement de $0,5 \text{ cm}^{-1}/\text{pixel}$ et $0,8 \text{ cm}^{-1}/\text{pixel}$.

La calibration des spectromètres est testée en enregistrant le spectre d'une lame de silicium de qualité électronique dont la fréquence Raman Stokes ν_1 doit être centrée sur $520,7 \text{ cm}^{-1}$. Elle doit être vérifiée avant chaque expérience voire plusieurs fois par jour lorsque les séances de mesures sont longues et quand des écarts de température du laboratoire sont remarquables.

3.2.4. Détecteur

Les détecteurs des microspectromètres sont des détecteurs CCD (Charge Coupled Device) refroidis à l'azote liquide. Ils comportent 2048×512 pixels, chaque pixel ayant une taille de $13,5 \mu\text{m}$. L'intensité lumineuse reçue par chaque pixel est numérisée. Ce type de détecteur présente le double avantage de posséder un grand rendement quantique : 40 à 50 % pour le détecteur du LabRAM Visible et 60-70 % pour le détecteur du LabRAM HR UV ainsi qu'un bruit de sortie faible dû au refroidissement à l'azote, pratique pour les longues acquisitions. Parmi les inconvénients de ce type de détecteur figure la sensibilité aux rayons cosmiques retranscrits en pics très fins sur les spectres Raman enregistrés. Ce type d'artefact est inévitable mais peut être corrigé par le logiciel.

3.2.5. Acquisition et traitement des données

L'acquisition des données s'effectue via le logiciel Labspec fourni par le constructeur. Ses opérations et fonctionnalités sont :

- l'enregistrement d'une image en lumière blanche par une carte d'acquisition vidéo
- le pas d'échantillonnage ou de balayage spatial de l'échantillon
- le contrôle du déplacement de la platine
- l'acquisition du signal et le contrôle du paramétrage du détecteur
- la représentation des données spectrales et d'imagerie
- le traitement de ces données
- le contrôle des filtres de densité, fentes, trous, réseaux.

4. PROPRIETES VIBRATIONNELLES DES SEMI-CONDUCTEURS III-V

Après avoir décrit le système de spectroscopie vibrationnelle que nous avons choisi comme technique de caractérisation, nous allons présenter dans cette partie, les propriétés vibrationnelles des semi-conducteurs III-V utilisés dans la réalisation des composants électroniques HEMTs que nous avons décrits plus haut.

4.1. Les phonons des semi-conducteurs III-V de structure Wurtzite

Les semi-conducteurs III-V que nous étudions sont de structure wurtzite. Le système hexagonal wurtzite appartient au groupe d'espace C_{6v} avec un axe privilégié Z (axe optique \bar{c}). La structure wurtzite est constituée de deux réseaux hexagonaux, l'un avec les atomes de la colonne III, l'autre avec les atomes de la colonne V, interpénétrés et décalés suivant l'axe \bar{c} de $5/8^{\text{ème}}$ de la maille élémentaire (figure 1-15). La maille primitive de la structure cristallographique contenant quatre atomes, il existe donc douze modes de vibration : trois modes acoustiques et neuf modes optiques. Seuls les phonons optiques au centre de la zone de Brillouin participent à l'effet Raman. Dans ces conditions, la théorie des groupes donne la représentation réduite suivante des modes normaux de vibration [31, 32] :

$$\Gamma_{\text{vib}}^{\text{opt}} = A_1 + E_1 + 2E_2 + 2B_1 \quad \text{Eq. 1-28}$$

Les déplacements atomiques associés à ces modes de vibration sont présentés sur la figure 1-16. Les représentations irréductibles A_1 et B_1 , unidimensionnelles, correspondent à des vibrations selon l'axe cristallographique $[0001]$, alors que les modes E_1 et E_2 , bidimensionnels, sont associés à des vibrations dans le plan (0001) . Concernant l'activité optique, également donnée par la théorie des groupes, les modes B_1 sont optiquement inactifs, les modes E_2 sont Raman-actifs et Infrarouge-inactifs, les modes A_1 et E_1 sont observables à la fois par spectroscopie Raman et Infrarouge.

Dans la diffusion Raman du premier ordre, on associe aux phonons optiques actifs A_1 , E_1 et E_2 les tenseurs Raman de polarisabilité suivants [33] :

$$\begin{aligned} A_1(Z) &= \begin{pmatrix} a & 0 & 0 \\ 0 & a & 0 \\ 0 & 0 & a \end{pmatrix} & E_1(X) &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & c \\ 0 & 0 & 0 \\ c & 0 & 0 \end{pmatrix} & E_1(Y) &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c \\ 0 & c & 0 \end{pmatrix} \\ E_2,(1) &= \begin{pmatrix} d & 0 & 0 \\ 0 & -d & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & E_2,(2) &= \begin{pmatrix} 0 & -d & 0 \\ -d & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & & \text{Eq. 1-29} \end{aligned}$$

Selon les conditions d'observation des modes Raman décrit dans 3.1.2.4, ces modes de vibrations sont observables dans certaines configurations et ne le sont pas dans d'autres. Le tableau 1-6 résume les règles de sélections en rétrodiffusion (configuration de diffusion habituelle) dans la direction perpendiculaire à la face (0001) : les modes E_2 sont toujours

observables, $A_1(\text{LO})$ n'est observable qu'en polarisation $Z(X, X)\bar{Z}$ et le mode $E_1(\text{TO})$ dans la configuration $Z(X, Y)\bar{Z}$. Les modes $A_1(\text{TO})$ et $E_1(\text{LO})$ ne sont pas observables. Les configurations sont écrites selon la notation de Porto $\bar{q}_i(\bar{e}_i, \bar{e}_d)\bar{q}_d$, avec \bar{q}_i et \bar{q}_d les vecteurs d'onde des faisceaux incident et diffusé, \bar{e}_i et \bar{e}_d les vecteurs unitaires de polarisation des faisceaux incident et diffusé. Ici ne sont considérés que les directions de propagation parallèles aux axes cristallographiques X, Y et Z de l'échantillon étudié.

Configurations	Modes autorisés
$Z(X, X)\bar{Z}$	$A_{1(Z)}(\text{LO}), E_2(\text{high}), E_2(\text{low})$
$Z(X, Y)\bar{Z}$	$E_{1(Y)}(\text{TO}), E_2(\text{high}), E_2(\text{low})$

Tableau 1-6 : Règle de sélection en rétrodiffusion sur la face (0001) du système hexagonal wurtzite.

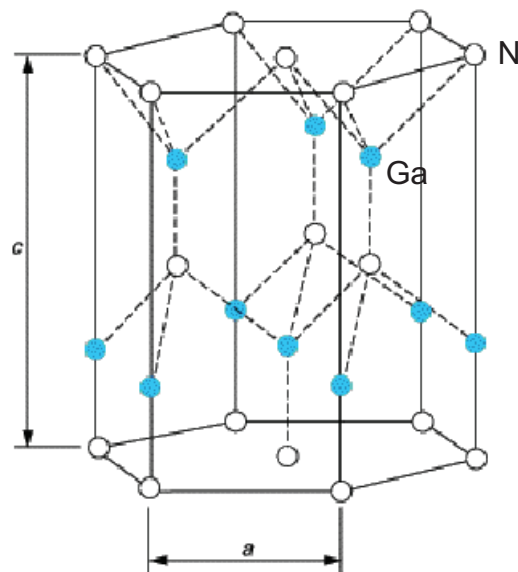


Figure 1-15 : Structure hexagonale wurtzite du GaN.

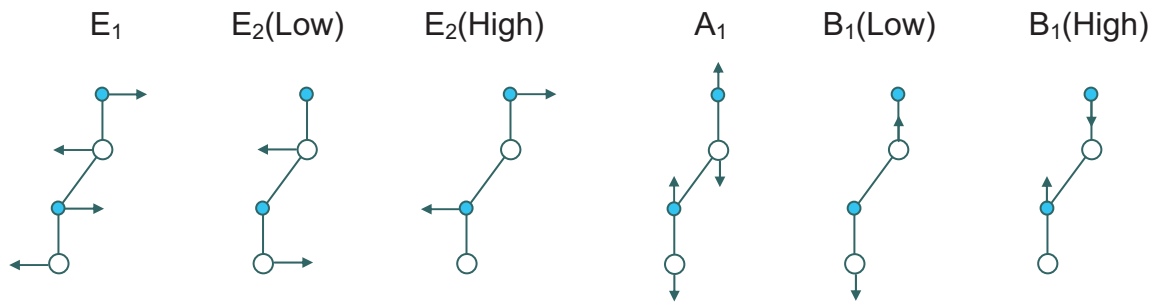


Figure 1-16 : Modes de vibrations (phonons optiques) dans la structure hexagonale wurtzite.

Les modes A_1 et E_1 sont polaires puisque les sous-réseaux anionique et cationique vibrent en opposition de phase (cf. figure 1-16). Ce type de phonons est particulièrement sensible aux effets électroniques de résonance et de dopage. Les modes E_2 et B_1 ne sont pas polaires : les deux ions de même nature (anions ou cations) de la maille primitive vibrent en opposition de phase, de sorte que les barycentres des charges positives et négatives restent confondus. De tels modes ne sont pas actifs en Infrarouge.

4.2. Semi-conducteurs dopés (couplage phonon-plasmon)

Le dopage substitutionnel dans les matériaux semi-conducteurs par des atomes donneurs ou accepteurs crée deux types d'effets sur les phonons actifs en Raman. Le premier est celui entraîné par le changement de masse atomique, le deuxième par les porteurs de charges additionnels. Le premier effet apparaît sous forme de modes locaux de fréquence nettement supérieure à celle des phonons Raman. Le second effet, lié aux porteurs de charge libres est plus considérable et c'est celui essentiellement utilisé pour la détermination de la concentration de porteurs. Les porteurs libres peuvent osciller collectivement dans les semi-conducteurs formant ainsi un plasma. Les oscillations de ce plasma, appelés plasmons, peuvent être observés par spectrométrie Raman. Leur fréquence permet de déterminer la concentration de porteurs.

Pour des valeurs faibles du vecteur d'onde, les effets du plasma dominant et Pines [34] a établi la relation de dispersion des plasmons dans un matériau :

$$\omega_p^2(\vec{q}) = \omega_p^2(0) + \frac{3}{5} \frac{\hbar q_F^2}{m_e^*} q^2 \quad \text{Eq. 1-30}$$

Avec \vec{q}_F le vecteur d'onde de Fermi de norme $q_F = (3\pi^2 n)^{1/3}$,

m_e^* la masse effective des électrons [11],

$$\omega_p^2(0) = \frac{4\pi n e^2}{\epsilon_\infty m_e^*}, \quad \text{Eq. 1-31}$$

ϵ_∞ la constante diélectrique du matériau aux fréquences optiques,
et n la densité de porteurs libres.

Ces plasmons, comme les phonons LO des matériaux wurtzite, donnent naissance à des champs électriques. Lorsque les fréquences des modes plasmon et LO deviennent voisines, un couplage peut se produire via leur champ électrique macroscopique. Ce couplage entraîne la création de deux modes notés L_{pp}^+ et L_{pp}^- d'énergie respective $\hbar\omega_+$ et $\hbar\omega_-$. La mesure expérimentale des fréquences de ces modes donne accès au niveau de dopage. Les pulsations de ces modes couplés sont essentiellement données par les racines de la partie réelle de la fonction diélectrique $\epsilon(\omega)$ [27, 35] qui s'écrit :

$$\epsilon(\omega, k \rightarrow 0) = \epsilon_\infty \left(1 + \frac{\omega_{LO}^2 - \omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_v} + \frac{\omega_p^2(0)}{-\omega^2 - i\omega\Gamma} \right) \quad \text{Eq. 1-32}$$

Cette fonction est composée de

- la contribution des électrons de valence soit ϵ_∞

- la contribution des phonons soit $\chi_v = \epsilon_\infty \frac{\omega_{LO}^2 - \omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_v}$ où ω_{LO} et ω_{TO} sont les pulsations

des modes optiques et γ_v est la constante d'amortissement de la vibration

- la contribution des plasmons soit $\chi_e = \epsilon_\infty \frac{\omega_p^2(0)}{-\omega^2 - i\omega\Gamma}$ où Γ est la constante d'amortissement du plasma.

En négligeant les effets d'amortissement, les pulsations ω_+ et ω_- des modes L_{pp}^+ et L_{pp}^- s'écrivent :

$$\omega_\pm^2 = \frac{\omega_{LO}^2 + \omega_p^2(0)}{2} \pm \left(\frac{\omega_{LO}^2 + \omega_p^2(0)}{4} - \omega_p^2(0)\omega_{TO}^2 \right)^{1/2} \quad \text{Eq. 1-33}$$

Dans ce raisonnement, nous avons considéré la pulsation des plasmons invariables. Pour tenir compte de la dispersion des pulsations selon le vecteur d'onde, $\omega_p^2(0)$ est remplacé par $\omega_p^2(k)$ dans l'expression des pulsations des modes couplés L_{pp}^+ et L_{pp}^- . ω_+ est supérieure aux pulsations des modes LO et plasmons, tandis que ω_- est inférieure à celle des modes TO et plasmons. La figure 1-17 représente les fréquences des modes couplés en fonction du niveau

de dopage pour GaN. Il apparaît que le mode couplé L_{pp}^+ possède d'abord un caractère phonon LO pour les faibles concentrations de porteurs puis un caractère plasmon alors que l'inverse se produit pour le mode L_{pp}^- . Généralement, le mode de type phonon va correspondre à un pic fin et, à l'opposé, le mode de type plasmon se traduit par une raie large de faible intensité.

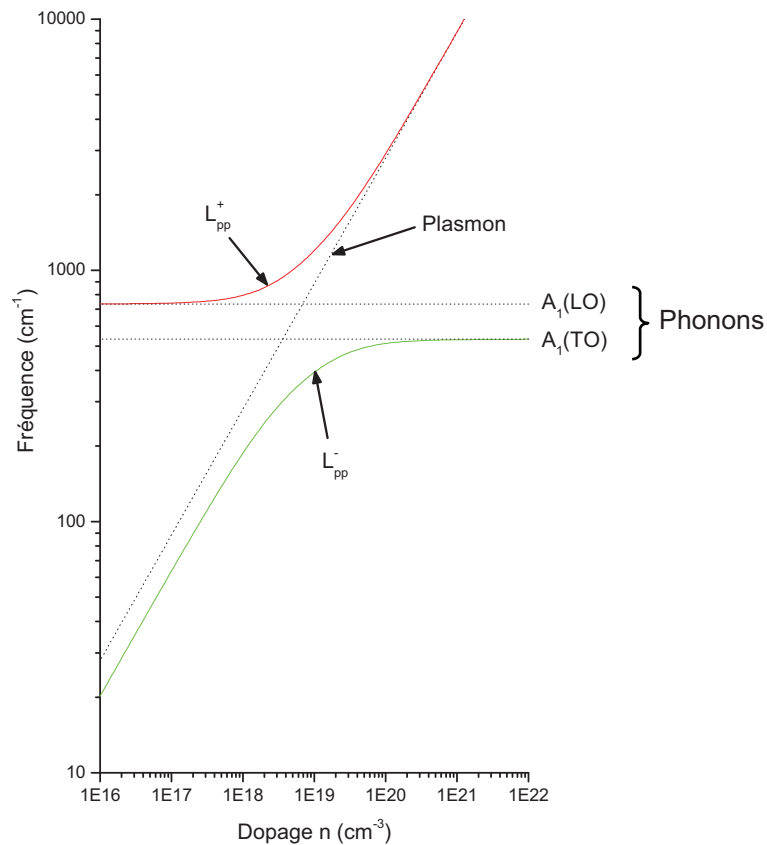


Figure 1-17 : Variation des fréquences Raman des modes couplés en fonction du dopage pour GaN.

5. CONCLUSION

Dans ce chapitre, ont été présentés les dispositifs HEMTs AlGa_N/Ga_N qui sont actuellement les composants les plus prometteurs pour les applications de puissance à haute fréquence. Pour cela, les principales caractéristiques en termes de propriétés physiques (propriétés structurales, mécaniques et électroniques) et de conception technologique (croissance du Ga_N, problématique lié au substrat, création du gaz d'électrons bidimensionnel à l'interface de l'hétérojonction AlGa_N/Ga_N et passivation des dispositifs) ont été détaillées.

Afin de compléter les études de ces composants électroniques réalisées par des techniques de caractérisation électriques, nous avons utilisé la microspectrométrie Raman, méthode de spectroscopie vibrationnelle. Après un rappel du principe de la diffusion Raman, des détails ont été apportés sur la diffusion Raman dans les solides cristallins. Ensuite, les différents microspectromètres Raman que nous utilisons pour sonder la matière ont été exposés. Enfin, nous avons présenté les propriétés vibrationnelles du Ga_N.

L'objectif de cette thèse est la caractérisation par microspectroscopie Raman des transistors HEMTs AlGa_N/Ga_N, toutes les informations nécessaires à la compréhension des travaux exposés dans les chapitres suivants ont été présentées dans ce premier chapitre.

ANNEXE 1 – Indices de Miller et indices de Miller-Bravais

Indices de Miller

Les cristaux se cassent (se clivent) naturellement suivant des axes cristallographiques privilégiés. Le plan de clivage est défini par trois indices (hkl) appelés indices de Miller. Ces indices sont des nombres entiers qui correspondent aux coordonnées d'un vecteur \vec{n} perpendiculaire au plan de clivage en question. Ces coordonnées sont exprimées dans la base des vecteurs unitaires $(\vec{a}, \vec{b}, \vec{c})$ de la maille cristallographique du cristal :

$$\vec{n} = h\vec{a} + k\vec{b} + l\vec{c} \equiv [hkl]$$

On peut donner l'exemple de la maille cubique représentée dans la figure A1-1 : le vecteur $\vec{n} = [111]$ définit le plan (111) qui lui est perpendiculaire.

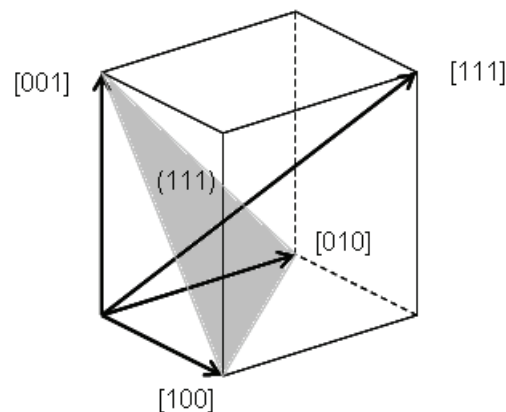


Figure A1-1 : Maille du réseau cubique.

Indices de Miller-Bravais

Pour des cristaux à symétrie hexagonale (cf. figure A1-2), il est d'usage d'utiliser un indice supplémentaire i : $(hkil)$. L'indice i est redondant puisqu'il est défini par $h+k+i=0$ mais engendre une notation qui permet d'appliquer des permutations circulaires d'indices qui définissent une famille de plans. De plus, la présence de trois ou quatre indices permet de savoir tout de suite quelle est la maille de base. Ainsi, la notation usuelle (0001) correspond à la notation classique (001) .

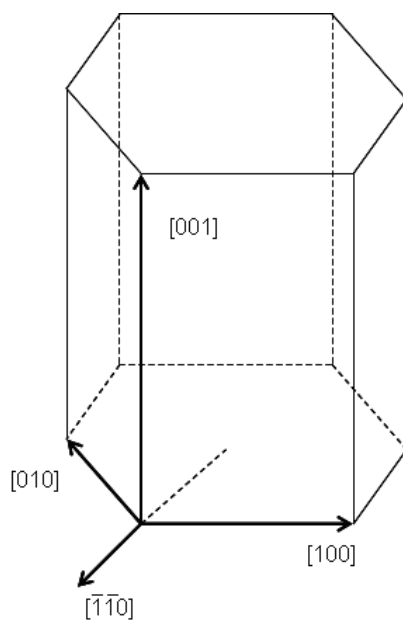


Figure A1-2 : Maille du réseau hexagonal.

ANNEXE 2 – Zone de Brillouin et diagramme de bande

Déterminer la structure de bande d'un cristal, c'est trouver la correspondance entre énergie et vecteur d'onde en tout point de la première zone de Brillouin.

Zone de Brillouin

La zone de Brillouin est par définition la maille de Wigner-Seitz du réseau réciproque (cf. figure A1-3).

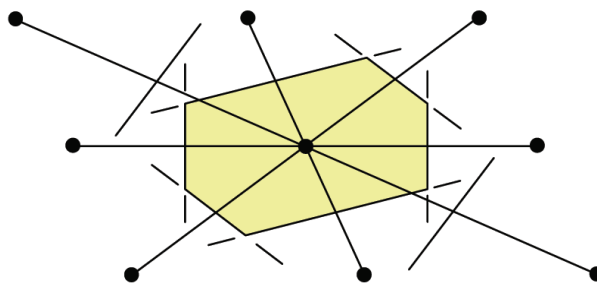


Figure A1-3 : Construction de la maille de Wigner-Seitz : (a) on trace toutes les directions d'un nœud avec tous ses voisins, (b) on en déduit les plans médiateurs correspondant à ces directions, (c) le plus petit volume enfermé par ces plans est la maille de Wigner-Seitz.

La figure A1-4 représente la première zone de Brillouin de la structure hexagonale (wurtzite). Les points de haute symétrie appelés « points critiques » sont utilisés lors de la description des propriétés électroniques d'un solide, comme par exemple dans les diagrammes de bandes électroniques : Γ est le centre de la zone de Brillouin, A le centre d'une face hexagonale, H le sommet, K le milieu d'une arête joignant deux faces rectangulaires, L le milieu d'une arête joignant une face hexagonale et une face rectangulaire et M le centre d'une face rectangulaire.

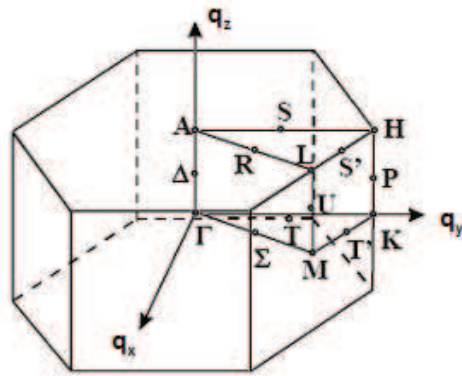


Figure A1-4 : Première zone de Brillouin de la structure hexagonale.

Structure de Bande (ou diagramme de bande)

La théorie des bandes est une modélisation des valeurs d'énergie que peuvent prendre les électrons d'un solide à l'intérieur de celui-ci. La structure de bande représente l'ensemble des courbes de dispersion des électrons dans le cristal : énergie E (en eV) en fonction du vecteur d'onde \vec{q} . La figure A1-5 est la structure de bande du nitrure de gallium hexagonal où sont représentées les bandes de conduction et de valence dans les directions de haute symétrie du réseau réciproque.

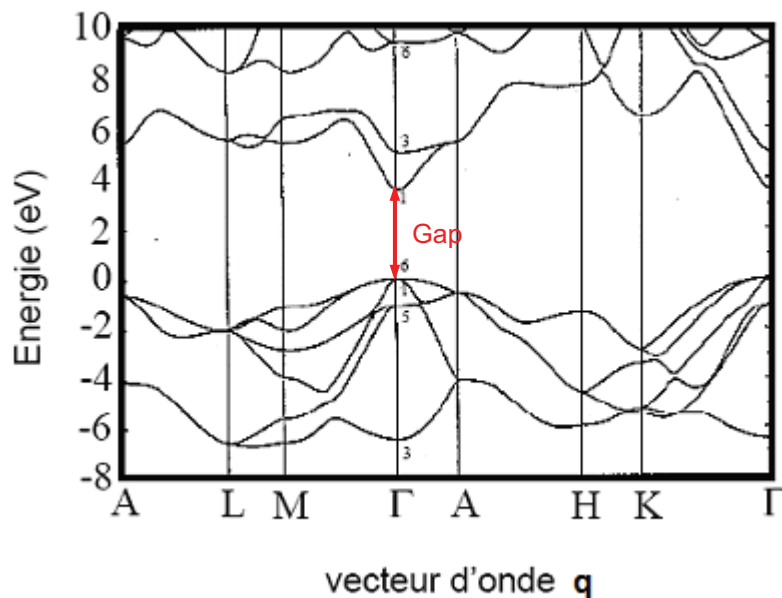


Figure A1-5 : Structure de bande d'un cristal de GaN hexagonal.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 1

- [1] J.-Y. Duboz, "Matériaux semi-conducteurs à grand gap III-V à base de GaN," *Techniques de l'Ingénieur*, vol. E 1 995, 1999.
- [2] I. Vurgaftman and J. R. Meyer, "Band parameters for nitrogen-containing semiconductors," *Journal of Applied Physics*, vol. 94, pp. 3675-3696, 2003.
- [3] A. Polian, M. Grimsditch, and I. Grzegory, "Elastic constants of gallium nitride," *Journal of Applied Physics*, vol. 79, pp. 3343-3344, 1996.
- [4] A. F. Wright, "Elastic properties of zinc-blende and wurtzite AlN, GaN, and InN," *Journal of Applied Physics*, vol. 82, pp. 2833-2839, 1997.
- [5] Y. Takagi, M. Ahart, T. Azuhata, T. Sota, K. Suzuki, and S. Nakamura, "Brillouin scattering study in the GaN epitaxial layer," *Physica B: Condensed Matter*, vol. 219-220, pp. 547-549, 2004.
- [6] R. B. Schwarz, K. Khachaturyan, and E. R. Weber, "Elastic moduli of gallium nitride," *Applied Physics Letters*, vol. 70, pp. 1122-1124, 1997.
- [7] C. Deger, E. Born, H. Angerer, O. Ambacher, M. Stutzmann, J. Hornsteiner, E. Riha, and G. Fischerauer, "Sound velocity of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ thin films obtained by surface acoustic-wave measurements," *Applied Physics Letters*, vol. 72, pp. 2400-2402, 1998.
- [8] K. Tsubouchi and N. Mikoshiba, "Zero-Temperature-Coefficient SAW Devices on AlN Epitaxial Films," *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, vol. 32, pp. 634-644, 1985.
- [9] K. Kim, W. R. L. Lambrecht, and B. Segall, "Elastic constants and related properties of tetrahedrally bonded BN, AlN, GaN, and InN," *Physical Review B*, vol. 53, p. 16310, 1996.
- [10] H. Morkoc, S. Strite, G. B. Gao, M. E. Lin, B. Sverdlov, and M. Burns, "Large-band-gap SiC, III-V nitride, and II-VI ZnSe-based semiconductor device technologies," *Journal of Applied Physics*, vol. 76, pp. 1363-1398, 1994.
- [11] H. Mathieu, *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*, 5e édition, DUNOD ed. 2004.
- [12] NSM-Archive, "GaN - Gallium Nitride."
- [13] D. Brunner, H. Angerer, E. Bustarret, F. Freudenberg, R. Hopler, R. Dimitrov, O. Ambacher, and M. Stutzmann, "Optical constants of epitaxial AlGaIn films and their temperature dependence," *Journal of Applied Physics*, vol. 82, pp. 5090-5096, 1997.

-
- [14] N. Vellas, "Etudes expérimentales de transistors HFET de la filière Nitrure de Gallium pour des applications de puissance hyperfréquences," Thèse, Université de Lille1, 2003.
- [15] G. Bentoumi, "Propriétés vibrationnelles du Nitrure de Gallium Hexagonal et Cubique par spectroscopie Raman et Infrarouge," Thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1992.
- [16] R. Aubry, "Etude des aspects électrothermiques de la filière HEMT AlGa_N/Ga_N pour application de puissance hyperfréquence," Thèse, Université de Lille1, 2004.
- [17] O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger, and J. Hilsenbeck, "Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGa_N/Ga_N heterostructures," *Journal of Applied Physics*, vol. 85, pp. 3222-3233, 1999.
- [18] O. Ambacher, B. Foutz, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, A. J. Sierakowski, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, A. Mitchell, and M. Stutzmann, "Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGa_N/Ga_N heterostructures," *Journal of Applied Physics*, vol. 87, pp. 334-344, 2000.
- [19] P. Chevalier, "Transistor HEMT sur matériau III-V."
- [20] C. V. Raman and K. S. Krishnan, "A new type of secondary radiation," *Nature*, vol. 121, p. 501, 1928.
- [21] S. Perkowitz, *Optical characterization of semiconductors*: Academic press, 1993.
- [22] A. Smekal, "Zur Quantentheorie der Dispersion " *Naturwissenschaften*, vol. 11, pp. 873-875, 1923.
- [23] N. B. Colthup, L. H. Daly, and S. E. Wiberley, *Introduction to Infrared and Raman Spectroscopy*, Third Edition ed.: Academic Press, 1990.
- [24] J. Barbillat, D. Bougeard, G. Buntinx, M. Delhaye, P. Dhamelincourt, and F. fillaux, "Spectrométrie Raman," *Techniques de l'Ingénieur*, vol. P 2 865, 1999.
- [25] W. Cochran, *The Dynamics of Atoms in Crystals*. London: Edward Arnold, 1973.
- [26] R. Loudon, "The Raman effect in crystals," *Advances in Physics*, vol. 13, pp. 423 - 482, 1964.
- [27] M. Cardona, *Light Scattering in Solids I - Introductory Concepts*, Second Edition ed. vol. 8: Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1983.

-
- [28] B. Boudart, "Qualification de substrats de Phosphure d'Indium par spectrométrie Raman visible," Thèse, Université de Strasbourg, 1992.
- [29] G. Turrell and J. Corset, *Raman microscopy - Developments and Applications*: Academic Press, 1996.
- [30] Jacques Barbillat, Bernard Roussel and Edouard Da Silva "Use of multi-notch filter for simultaneous recording of stokes and anti-Stokes Raman signals close to the exciting line," *Journal of Raman Spectroscopy*, vol. 30, pp. 745-755, 1999.
- [31] G. Wei, J. Zi, K. Zhang, and X. Xie, "Zone-center optical phonons in wurtzite GaN and AlN," *Journal of Applied Physics*, vol. 82, pp. 4693-4695, 1997.
- [32] I. Gorczyca, N. E. Christensen, E. L. Peltzer y Blancá, and C. O. Rodriguez, "Optical phonon modes in GaN and AlN," *Physical Review B*, vol. 51, p. 11936, 1995.
- [33] H. Poulet and J. P. Mathieu, *Spectres de vibration et symétrie des cristaux*: Gordon et Beach, 1970.
- [34] D. Pines, *Elementary Excitations in Solids*. USA: Perseus Book Publishing, 1966.
- [35] P. Perlin, J. Camassel, W. Knap, T. Taliercio, J. C. Chervin, T. Suski, I. Grzegory, and S. Porowski, "Investigation of longitudinal-optical phonon-plasmon coupled modes in highly conducting bulk GaN," *Applied Physics Letters*, vol. 67, pp. 2524-2526, 1995.

Chapitre 2
CARACTERISATION PAR SPECTROMETRIE
RAMAN DES MATERIAUX GaN, AlGaN ET
D'HETEROSTRUCTURES HEMTs
AlGaN/GaN

2

Caractérisation par microspectrométrie Raman des matériaux GaN, AlGaN et d'hétérostructures HEMTs AlGaN/GaN

- Sommaire -

1. INTRODUCTION	59
2. REPONSE RAMAN DES MATERIAUX GaN, AIN ET AlGaN	59
2.1. Mise en œuvre expérimentale	59
2.2. Caractérisation du nitrure de gallium et du nitrure d'aluminium	61
<i>2.2.1. Spectre Raman du GaN non intentionnellement dopé (n.i.d.).....</i>	<i>61</i>
<i>2.2.2. Spectre Raman du GaN dopé n au silicium</i>	<i>65</i>
<i>2.2.3. Contrôle du niveau de dopage dans le GaN dopé n</i>	<i>67</i>
<i>2.2.4. Spectre Raman de l'AlN non intentionnellement dopé.....</i>	<i>69</i>
2.3. Caractérisation de l'AlGaN	70
<i>2.3.1. Spectre Raman de l'AlGaN nid</i>	<i>70</i>
<i>2.3.2. Mesure de la concentration en aluminium dans l'AlGaN nid</i>	<i>74</i>

2.4. Transition électronique interbande indirecte du GaN	76
3. HETEROSTRUCTURE HEMT AlGaN/GaN	83
3.1. Le gaz électronique à 2 dimensions dans la structure HEMT AlGaN/GaN...	83
3.1.1. Diffusion Raman par les modes couplés phonon-plasmon dans une structure en 2 dimensions.....	83
3.1.2. Spectre Raman d'une hétérostructure HEMT AlGaN/GaN	85
3.1.2.1. Source excitatrice de longueur d'onde appartenant au domaine du visible (632.8 nm).....	85
3.1.2.2. Source excitatrice de longueur d'onde appartenant au domaine de l'ultraviolet (244 nm)	86
3.2. Passivation	86
3.2.1. Mesure de la contrainte dans le GaN à partir de la spectrométrie Raman	87
3.2.2. Influence du type de passivation déposée.....	88
3.2.2.1. Méthodologie d'analyse	88
3.2.2.2. Passivations étudiées.....	91
3.2.2.3. Résultats de mesure de contrainte	91
3.2.3. Influence de l'épaisseur de la couche de passivation déposée	96
3.2.3.1. Méthodologie d'analyse	97
3.2.3.2. Résultats de mesure de contrainte	99
3.2.5. Conclusions sur la passivation	100
4. CONCLUSION	101
ANNEXE 1.....	103
<i>Relation contraintes/déformations</i>	<i>103</i>
<i>Relation contrainte-polarisation piézoélectrique</i>	<i>104</i>
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 2	107

1. INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous présentons dans un premier temps les spectres de diffusion Raman des matériaux GaN et AlGaIn en volume. Ces spectres serviront de références lors des analyses de structures hétéroépitaxiées AlGaIn/GaN. Nous présentons également l'étude de la densité de porteurs des dispositifs HEMTs AlGaIn/GaN à travers les modes couplés phonon-plasmon ainsi que l'étude des contraintes engendrées par la passivation des composants.

2. REPONSE RAMAN DES MATERIAUX GaN, AlN ET AlGaIn

Dans cette partie, nous étudions les phonons du centre de la zone de Brillouin des matériaux GaN, AlN et AlGaIn. Après identification de ces phonons et détermination de leurs fréquences, nous les utiliserons comme sonde locale pour la concentration de porteurs libres (dopage), la teneur en aluminium et l'état de contrainte.

2.1. Mise en œuvre expérimentale

Les spectres Raman présentés dans ce chapitre ont été obtenus, sauf indication contraire, à température ambiante. La géométrie utilisée est la rétrodiffusion de la lumière le long de l'axe \bar{c} , donc sur la face (0001) des solides cristallins GaN, AlN ou AlGaIn, ceci correspond à la configuration $Z(-,-)\bar{Z}$ quelles que soient les polarisations des faisceaux incidents et diffusés. Dans cette configuration, les règles de sélection (cf. chapitre 1 § 3.1.2.5) autorisent, en principe, uniquement les modes E_2 et $A_1(\text{LO})$ pour la phase wurtzite des matériaux GaN et AlN. Le tableau 2-1 donne les fréquences des modes optiques de vibration de ces semi-conducteurs GaN et AlN en phase wurtzite [1, 2].

Phonon	GaN (cm ⁻¹)	AlN (cm ⁻¹)
E₂(low)	144	248
E₂(high)	567	657
E ₁ (TO)	559	670
E ₁ (LO)	741	912
A ₁ (TO)	532	610
A₁(LO)	737	890

Tableau 2-1 : Fréquences (en cm-1) des phonons du centre de la zone de Brillouin de GaN et AlN en phase hexagonale non intentionnellement dopé et non contraint à 300 K.

La faible intensité de la lumière diffusée amènerait à utiliser la puissance maximale du laser incident. Cependant la focalisation du laser sur la surface du matériau semi-conducteur utilisée en configuration micro-Raman peut provoquer un échauffement important et indésirable car la fréquence des modes de vibration y est sensible. C'est pourquoi, on est amené à limiter la puissance de la radiation excitatrice à quelques milliwatts au niveau de l'échantillon en sortie de microscope.

L'effet Raman peut, en principe, être excité à n'importe quelle longueur d'onde mais le choix de celle-ci permet de contrôler la profondeur de pénétration désirée dans l'échantillon. En effet, l'atténuation du faisceau incident de longueur d'onde λ est donnée dans un matériau absorbant en fonction de la profondeur x par la loi :

$$I(x) = I_0 e^{-\alpha x} \quad \text{Eq. 2-1}$$

où I_0 est l'intensité en $x = 0$ et α le coefficient d'absorption du milieu.

La profondeur de pénétration optique est alors définie par [3] :

$$\delta = \frac{2.3}{2\alpha} \approx \frac{1}{\alpha} \quad \text{Eq. 2-2}$$

c'est-à-dire la distance sur laquelle la lumière est atténuée de $1/e$ [4]. Cette valeur donne ainsi un ordre de grandeur du volume diffusant et, pour le cas des hétérostructures, permet de savoir quelles sont les couches sondées. Le tableau 2-2 donne les profondeurs de pénétration dans les matériaux GaN, AlN et l'alliage AlGaIn calculées à partir des coefficients d'absorption des références [5-7].

λ (nm)	λ (eV)	δ (nm)				
		GaN	AlN	Al _{0.27} Ga _{0.73} N	Al _{0.34} Ga _{0.66} N	Al _{0.38} Ga _{0.62} N
632.8	1.96	transparent	transparent	transparent	transparent	transparent
266	4.67	54	2000	63.4	66.7	74.1
244	5.09	50	400	52.3	53.3	59.2

Tableau 2-2 : Profondeur de pénétration optique δ en fonction de la longueur d'onde incidente λ .

On remarque dans ce tableau que les matériaux sont transparents pour la lumière visible. Par contre ils absorbent la lumière UV, la faible profondeur de pénétration de cette lumière UV permet l'analyse en surface des hétérostructures. L'utilisation des différentes longueurs d'onde permet une analyse en profondeur des échantillons dont nous disposons. Afin d'éviter au mieux le signal Raman du substrat, le faisceau laser est focalisé sur la surface de l'échantillon. L'ouverture du trou confocal a été dans un premier temps optimisée afin d'obtenir le meilleur compromis entre volume sondé et temps d'acquisition puis fixée pour l'ensemble des enregistrements de spectre Raman que nous présentons.

2.2. Caractérisation du nitrure de gallium et du nitrure d'aluminium

Les spectres Raman expérimentaux de référence vont être présentés dans ce paragraphe. Cette étude préliminaire sur les différents semi-conducteurs en volume est indispensable à la compréhension des spectres Raman expérimentaux des hétérostructures AlGaN/GaN.

2.2.1. Spectre Raman du GaN non intentionnellement dopé (n.i.d.)

Les couches étudiées ont été réalisées au Centre de Recherche sur l'Hétéro-Epitaxie et ses Applications (CRHEA) par épitaxie par jets moléculaires, ou Molecular Beam Epitaxie (MBE) en anglais, sur substrat saphir et sont non intentionnellement dopées. Les caractéristiques des échantillons T1173 et T1431 sont données sur la figure 2-1.

Les spectres Raman du premier ordre des deux échantillons enregistrés avec le microspectromètre Raman LabRAM Visible sont présentés sur la figure 2-2. Comme attendu selon les prévisions théoriques, les modes $E_2(\text{low})$, $E_2(\text{high})$ et $A_1(\text{LO})$ sont observés et positionnés respectivement à $143.5 \pm 0.1 \text{ cm}^{-1}$, $570.2 \pm 0.1 \text{ cm}^{-1}$ et $735,8 \pm 0.1 \text{ cm}^{-1}$. Pour

obtenir ces valeurs expérimentales, nous utilisons une fonction mathématique gaussienne lorentzienne qui vient épouser la forme du pic expérimental en ajustant ses paramètres. Avec ce traitement mathématique effectué par le logiciel Labspec, la précision du pointé est de 0.1 cm^{-1} alors que la résolution spectrale est de 0.5 cm^{-1} . Le nitrure de gallium étant transparent à la lumière visible, le faisceau incident atteint alors le substrat, un des modes du Saphir est observé et positionné à 417.4 cm^{-1} [8]. On remarque la présence du mode $E_1(\text{TO})$ normalement interdit compte tenu de la configuration d'analyse mais actif ici en raison du désordre cristallographique notamment à l'interface GaN/Saphir. Entre 800 cm^{-1} et 1000 cm^{-1} , on distingue une bande large et peu intense que l'on peut attribuer d'après la référence [9] à des combinaisons entre les phonons optiques et les phonons acoustiques.

La figure 2-3 représente les spectres du premier ordre des deux échantillons enregistrés avec le microspectromètre Raman LabRAM HR UV. Le pointage des modes se fait de la même façon que précédemment avec le même logiciel Labspec, le même traitement mathématique et donc la même précision du pointé. Le mode $E_2(\text{high})$ est identifié et positionné à $569.3 \pm 0.1 \text{ cm}^{-1}$ pour T1431 et $571.5 \pm 0.1 \text{ cm}^{-1}$ pour T1173. Les spectres ont été enregistrés dans les mêmes conditions expérimentales. Les variations de fréquence sont donc essentiellement dues aux contraintes présentes dans les différentes couches. Ces contraintes peuvent avoir pour origine la méthode de croissance d'épitaxie et notamment le choix du bâti ou de la température de croissance. Des contraintes sont également liées à la position de l'échantillon au sein du wafer, en effet les contraintes ne sont pas les mêmes en bord de wafer et au centre du wafer. L'étude des contraintes sera développée dans la suite de ce chapitre. Selon le type de source excitatrice utilisée, la fréquence de ce mode diffère, ceci est probablement lié à la profondeur de pénétration. En effet, les contraintes dans la structure ne sont pas les mêmes en surface de l'échantillon qu'en moyenne pour l'ensemble de l'épaisseur de l'échantillon. Les conditions de résonance Raman (source excitatrice UV d'énergie proche de celle de la bande interdite du GaN) devraient engendrer une exaltation du mode $A_1(\text{LO})$, phénomène qui sera mis en évidence à partir d'une hétérostructure dans la suite du chapitre. Ce mode $A_1(\text{LO})$ et ses harmoniques ne sont pas identifiés, ceci est dû à la présence d'une bande de photoluminescence parasite provenant de la couche de GaN elle-même et non du substrat saphir. Son identification sera discutée dans la suite du chapitre (cf. § 2.4). Comme la profondeur de pénétration du faisceau laser UV 266 nm n'est que de 54 nm, les modes du Saphir n'apparaissent pas sur le spectre.

Chaque matériau a sa propre signature Raman. Tout paramètre extérieur agissant sur ce matériau (contrainte, hétéroépitaxie, étapes technologiques ...) engendre une modification du spectre Raman. Il est donc nécessaire d'acquérir un spectre du matériau de l'échantillon à analyser dans des conditions de référence (à température ambiante et sans contrainte extérieure) avant chaque expérience : il servira alors de référence pour l'interprétation des spectres Raman qui seront modifiés par l'environnement extérieur auquel l'échantillon est sensible (échauffement par exemple) ou par l'historique de l'échantillon (étapes technologiques).

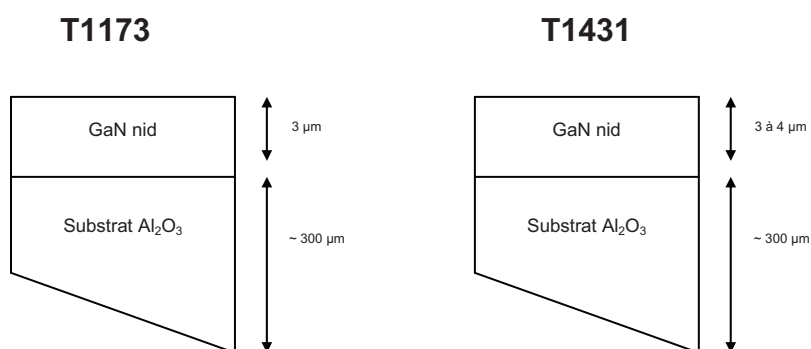


Figure 2-1 : Structure des échantillons T1173 et T1431.

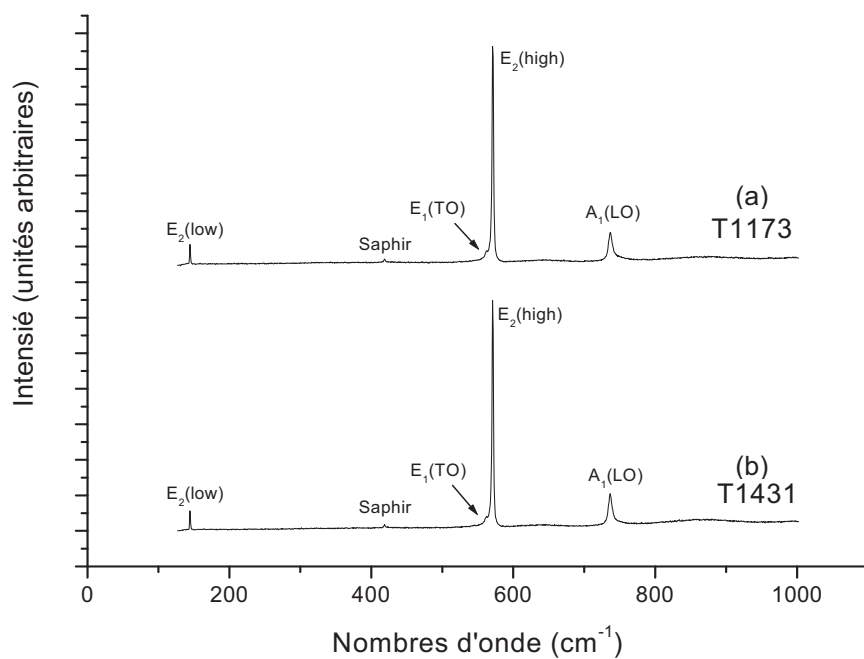


Figure 2-2 : Spectres Raman de GaN nid enregistrés avec le LabRAM Visible et $\lambda_{excitatrice} = 632,8 \text{ nm}$

(a) T1173 (b) T1431

(objectif 100 \times , temps d'acquisition 60s, densité optique D0).

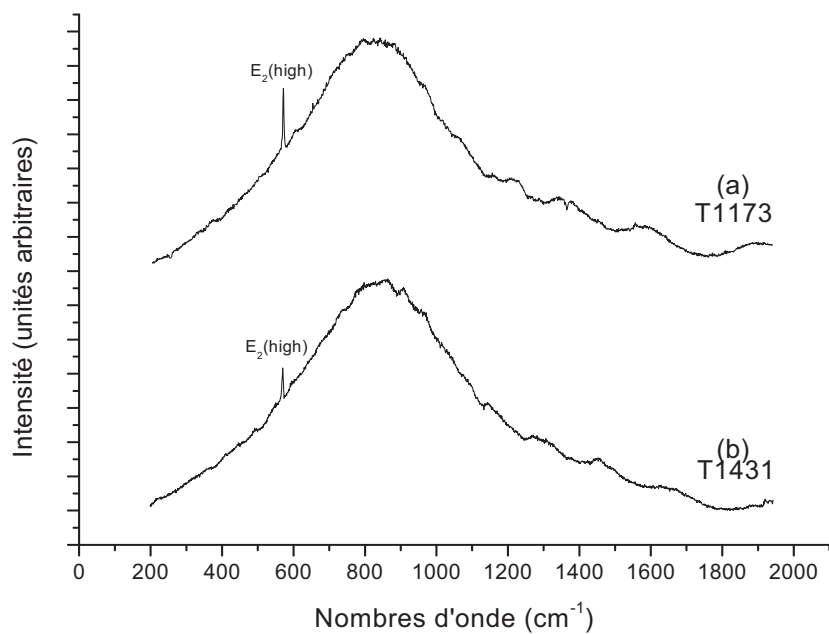


Figure 2-3 : Spectres Raman de GaN nid enregistrés avec le LabRAM HR UV et $\lambda_{excitatrice} = 266 \text{ nm}$

(a) T1173 (b) T1431

(objectif 80 \times , temps d'acquisition 300s, densité optique D0).

2.2.2. Spectre Raman du GaN dopé n au silicium

Les couches étudiées ont été réalisées au CRHEA par MBE sur substrat saphir et sont dopées n par incorporation d'atomes de Silicium. Les caractéristiques des échantillons S2 et CK2 sont données dans la figure 2-4. Les niveaux de dopage ont été obtenus par effet Hall¹.

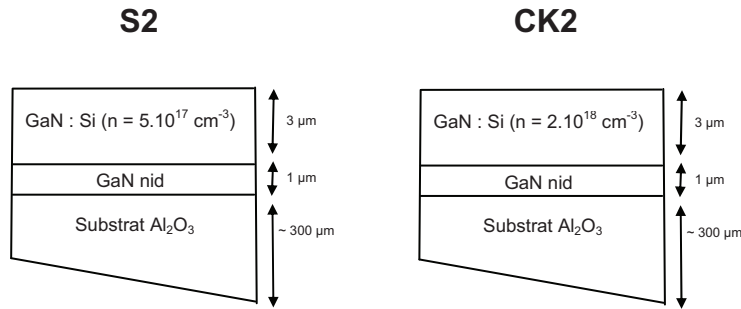


Figure 2-4 : Structure des échantillons S2 et CK2.

Les spectres Raman du premier ordre des deux échantillons enregistrés avec le microspectromètre Raman LabRAM Visible sont présentés sur la figure 2-5. Comme observé précédemment dans le GaN n.i.d., le mode $E_2(\text{high})$ de fréquence 568 cm^{-1} est présent sur le spectre. Le dopage du matériau engendre le couplage des phonons $A_1(\text{LO})$ et $A_1(\text{TO})$ avec le plasmon qui se manifeste sur le spectre par l'apparition des modes L_{pp}^+ et L_{pp}^- . Ces derniers ont pour fréquences $\omega^- = 174.5 \pm 0.1 \text{ cm}^{-1}$ et $\omega^+ = 749 \pm 0.1 \text{ cm}^{-1}$ pour S2, $\omega^- = 257 \pm 0.1 \text{ cm}^{-1}$ et $\omega^+ = 773.5 \pm 0.1 \text{ cm}^{-1}$ pour CK2. Cependant, à côté de ces modes couplés, on remarque la présence permanente du phonon $A_1(\text{LO})$ non couplé de fréquence 735 cm^{-1} , que l'on peut expliquer de la façon suivante.

A la surface d'un semi-conducteur, il existe toujours une densité d'états de surface [10]. Ces derniers sont dus à la brusque discontinuité du réseau cristallin (les atomes de surface ont une ou plusieurs liaisons pendantes) mais aussi à la présence d'ions ou de molécules adsorbées. Dans le cas du semi-conducteur dopé, ces états modifient la position d'équilibre du niveau de Fermi de surface, ce qui entraîne l'apparition d'un potentiel de surface V_B . Apparaît alors une zone dépourvue de porteurs dont la largeur W est définie par [10] :

¹ L'effet Hall est l'apparition d'une différence de potentiel, appelée tension de Hall, sur les côtés d'un conducteur parcouru par un courant et soumis à un champ magnétique perpendiculaire à la direction du courant. La valeur de la tension de Hall est fonction de l'intensité du courant et du champ magnétique ainsi que du nombre de porteurs dans le conducteur. Si l'on peut également mesurer la résistivité du conducteur, on pourra en déduire la mobilité des porteurs. Les tensions de Hall sont mesurées sur des échantillons découpés selon la structure de Van der Paw, en trèfles à quatre contacts (2 pour le courant et 2 pour la mesure de la tension de Hall).

$$W = \left(\frac{2\varepsilon_s V_B}{en} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{Eq. 2-3}$$

avec e la charge élémentaire de l'électron et ε_s la constante diélectrique statique du milieu.

Par exemple pour GaN n.i.d ($n = 5.10^{16} \text{ cm}^{-3}$) : $\varepsilon_s = 8.9$ et le potentiel de surface est estimé à 0,35 eV [11], la largeur de zone de déplétion est de 83 nm. Elle décroît avec le niveau de dopage, elle vaut 21 nm pour $n = 1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et un potentiel de surface de 0,46 V.

Le matériau nitrure de gallium étant transparent à la lumière visible, le faisceau laser de longueur d'onde 632.8 nm traverse la totalité de la couche, la lumière diffusée collectée provient donc de la couche de GaN dopée mais également de la zone désertée. La raie observée à 735 cm^{-1} peut donc être attribuée sans ambiguïté à l'observation du mode $A_1(\text{LO})$ provenant de la diffusion de la zone désertée. Son intensité reflète la largeur de cette zone (cf. figure 2-5).

Quant à l'étude du dopage du nitrure de gallium avec le microspectromètre Raman LabRAM HR UV et la source excitatrice de longueur d'onde 266 nm, le phénomène de couplage phonon-plasmon n'a pu être mis en évidence du fait de la présence d'une bande de photoluminescence parasite au spectre Raman.

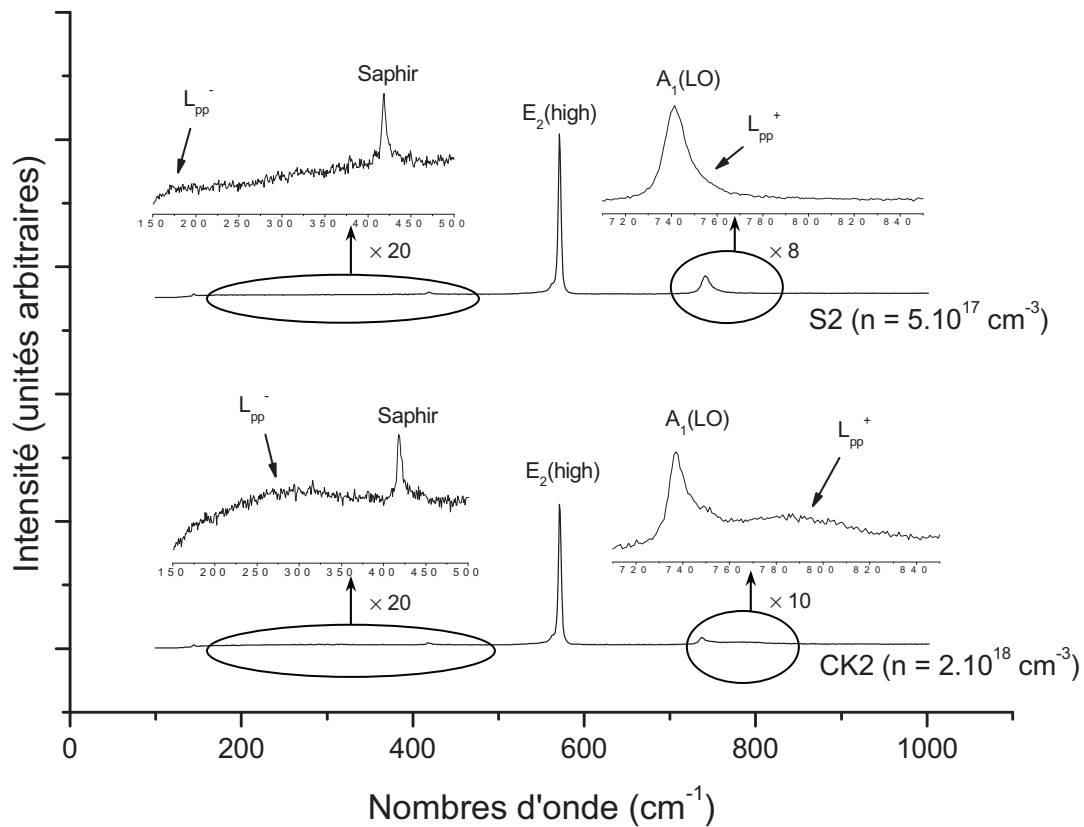


Figure 2-5 : Spectres Raman de GaN dopé n enregistrés avec le LabRAM Visible et $\lambda_{excitatrice} = 632,8 \text{ nm}$

(a) S2 (b) CK2

(objectif 100 \times , temps d'acquisition 10s, densité optique D0).

2.2.3. Contrôle du niveau de dopage dans le GaN dopé n

La concentration de porteurs libres est déterminée en portant les valeurs des fréquences ω^+ et ω^- sur les courbes théoriques de la figure 2-6 obtenues à partir de l'équation Eq. 1-33 du chapitre 1 [12]. Pour l'échantillon S2, les niveaux de dopage obtenus à partir des mesures expérimentales des fréquences des modes L_{pp}^+ et L_{pp}^- sont respectivement $n = 5,3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et $n = 7,8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Pour l'échantillon CK2, les niveaux de dopage obtenus sont, respectivement aux modes L_{pp}^+ et L_{pp}^- , $n = 1,4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $n = 1,85 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

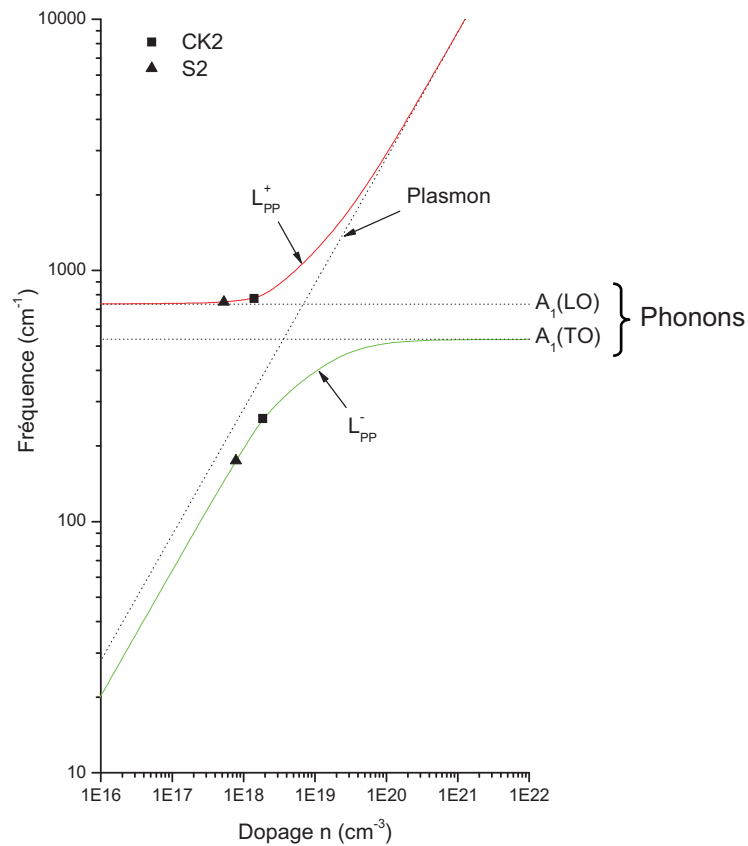


Figure 2-6 : Variation des fréquences Raman des modes couplés en fonction du dopage pour GaN : courbes théoriques et points expérimentaux.

En général, les mesures de dopage obtenues à partir de la fréquence du mode couplé phonon-plasmon L_{pp}^+ et calculées à partir du modèle théorique développé au chapitre 1 conduisent à des valeurs tout à fait comparables à celles obtenues par effet Hall. Il est plus difficile d'obtenir les mêmes résultats à partir de la fréquence du mode couplé phonon-plasmon L_{pp}^- compte tenu de la coupure basse fréquence du filtre Notch du microspectromètre Raman LabRAM Visible (cf. chapitre 1 § 3.2.3)

2.2.4. Spectre Raman de l'AlN non intentionnellement dopé

Faute d'échantillon de nitrure d'aluminium épais, ce semi-conducteur n'a pu être analysé par microspectrométrie Raman lors de ce travail de thèse mais son spectre est donné dans la littérature [1, 2, 13]. Un exemple de spectre Raman issu de la référence [1] est donné figure 2-7.

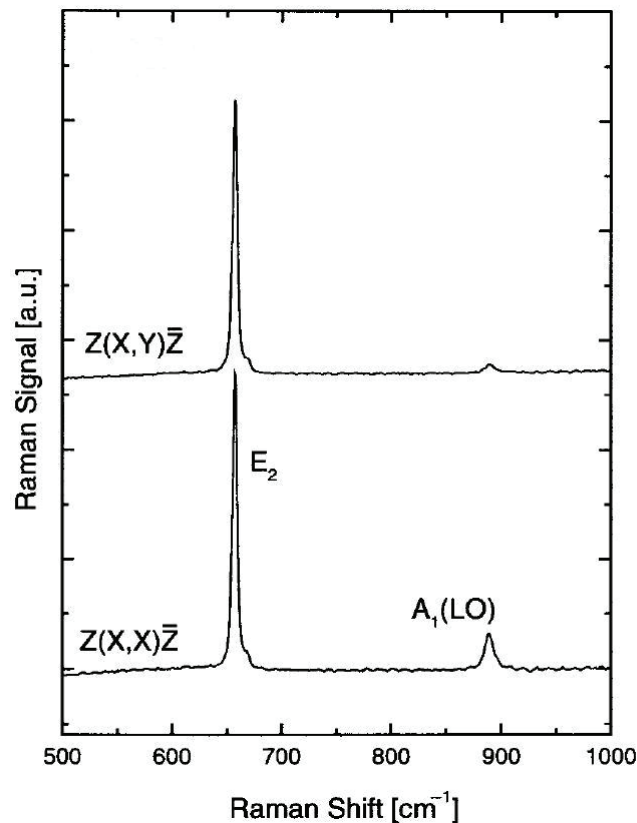


Figure 2-7 : Spectre Raman de l'AlN issu de la référence [1].

Ce spectre Raman est le spectre d'une couche épaisse d'AlN non contrainte enregistré à température ambiante avec un microspectromètre Raman Renishaw équipé d'un laser Argon de longueur d'onde 514 nm. Dans la configuration d'analyse $Z(-,-)\bar{Z}$, sans tenir compte des polarisations des faisceaux incident et diffusé, les modes E_2 et $A_1(\text{LO})$ sont permis et donc présents sur le spectre Raman aux fréquences respectives de 657 cm^{-1} et 890 cm^{-1} (cf. Tableau 2-1).

2.3. Caractérisation de l'AlGaN

2.3.1. Spectre Raman de l'AlGaN nid

Les spectres de diffusion Raman d'alliage ternaire $A_xB_{1-x}C$ peuvent présenter trois types de variation des fréquences des modes optiques du centre de la zone de Brillouin (vallée Γ) suivant leur composition [14, 15] : le comportement à un mode, le comportement à deux modes et le comportement intermédiaire. Prenons l'exemple d'un mode optique longitudinal pour expliquer ces trois comportements (cf. figure 2-8).

Pour le comportement à un mode, la figure 2-8 (c) montre que la fréquence du mode optique longitudinal (LO) varie linéairement avec la concentration x d'un composé extrême de l'alliage (AC) vers l'autre (BC).

Pour le comportement à deux modes, les fréquences des modes optiques longitudinaux des composés extrêmes de l'alliage varient linéairement avec la concentration x (cf. figure 2-8 (a)). On observe donc les modes des deux composés extrêmes de l'alliage lorsque l'on est dans le domaine AC-BC. L'intensité de chaque mode est à peu près proportionnelle à la fraction molaire de chaque composant.

Pour le comportement intermédiaire, on observe un comportement à un mode pour une certaine partie du domaine AC-BC et un comportement à deux modes pour le reste du domaine (cf. figure 2-8 (b)).

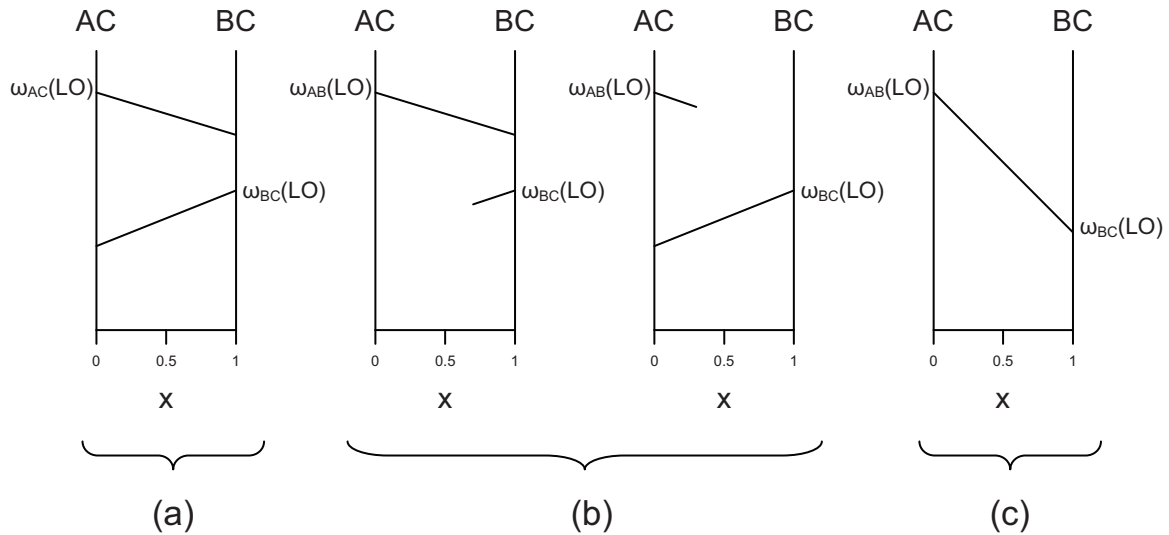


Figure 2-8 : Représentation schématique des trois types de comportements possibles d'un mode optique longitudinal dans un alliage ternaire $A_xB_{1-x}C$: (a) comportement à deux modes, (b) comportement intermédiaire, (c) comportement à un mode.

Les alliages ternaires sont généralement considérés comme des solutions solides de deux composés en différentes proportions. Leur structure est identique à celle des composés extrêmes avec un pas de réseau qui varie approximativement de façon linéaire avec la concentration. Les modes dédoublés sont soumis aux mêmes règles de sélection que les alliages binaires, les configurations expérimentales restent les mêmes. Pour l'alliage AlGaIn et dans la configuration $Z(-,-)\bar{Z}$, les modes $A_1(\text{LO})$ et $E_2(\text{high})$ sont donc permis.

Le comportement à un ou deux modes dans un alliage ternaire s'explique par les différences de masse des atomes constituant le système qui influencent les fréquences des modes optiques. Typiquement, quand les fréquences des phonons dans les cristaux AB et AC sont vraiment voisines (pas de grandes différences de masse des atomes), alors un comportement à deux modes est attendu. Pour le cas des nitrures wurtzites, cela est beaucoup plus incertain. Il est alors nécessaire de développer des modèles qui prennent en compte les différences de masse des atomes et les effets de champs de polarisation importants dans ces semi-conducteurs et de comparer les résultats obtenus avec les expériences réalisées par microspectrométrie Raman. Les modes $A_1(\text{LO})$ et $E_2(\text{high})$ de l'AlGaIn ont alors respectivement un comportement à un mode et un comportement intermédiaire : comportement à un mode pour $x < 0,36$ et à deux modes pour $x > 0,36$ [15, 16].

Les couches épaisses d'AlGaN étudiées ont été réalisées au CRHEA par MBE, épitaxiées sur une couche de GaN sur substrat saphir et sont non intentionnellement dopées. L'épaisseur de ces couches étant en moyenne de 1 μm , le matériau est polycristallin : les spectres Raman enregistrés avec le microspectromètre Raman LabRAM Visible sont alors difficilement exploitables. Les modes caractéristiques $E_2(\text{high})$ et $A_1(\text{LO})$ sont présents mais peu intenses et confondus avec d'autres pics issus du désordre cristallin. La déconvolution de pics Raman a été faite avec le logiciel Labspec (cf. figure 2-10).

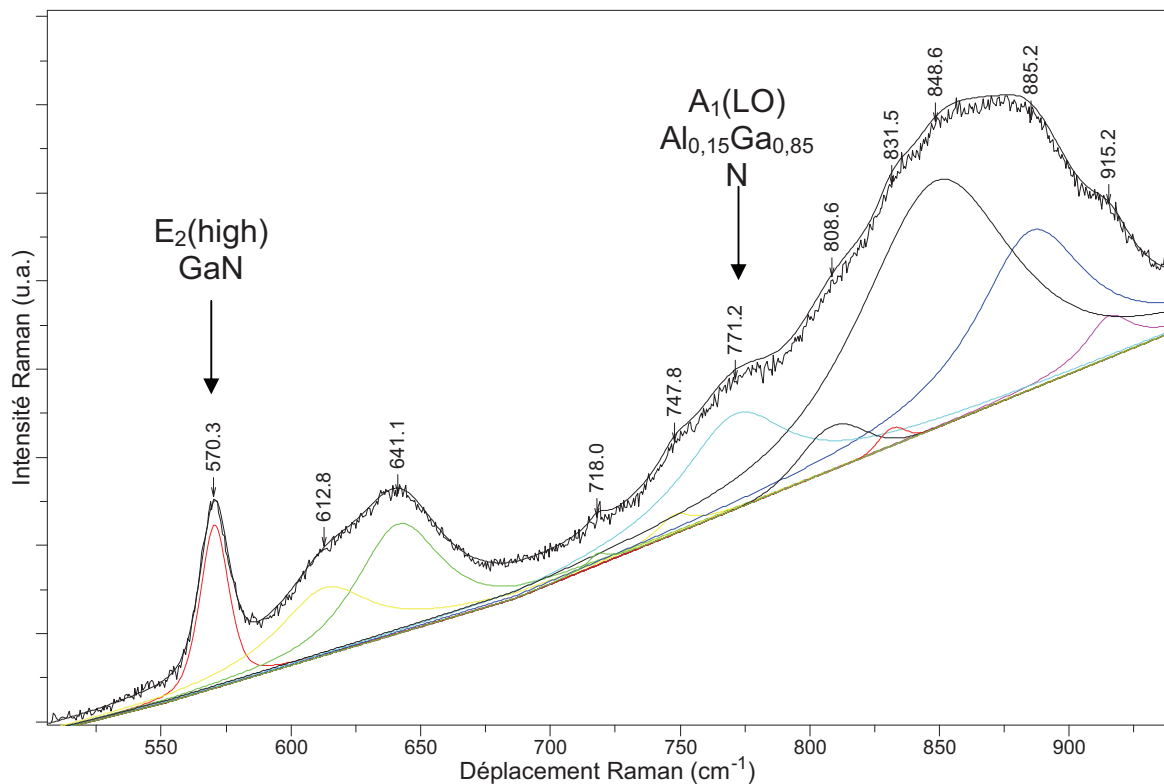


Figure 2-10 : Spectres Raman d' $\text{Al}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{N}$ nid enregistrés avec le LabRAM Visible et $\lambda_{\text{excitatrice}} = 632,8 \text{ nm}$ (objectif 100 \times , temps d'acquisition 60s, densité optique D0).

Lorsque l'on utilise une source excitatrice dans le domaine du visible, on obtient un spectre de toute l'hétérostructure, donc le mode $E_2(\text{high})$ du GaN porte l'information de la couche d'AlGaN sur toute son épaisseur. L'influence du pourcentage d'aluminium dans une couche d'AlGaN sur les modes $E_2(\text{high})$ et $A_1(\text{LO})$ est nettement plus flagrante quand on utilise un laser UV comme source excitatrice, du fait de la faible profondeur de pénétration (60 nm). Les pics Raman liés au désordre cristallographique et aux défauts d'empilement dus à l'épaisseur du matériau ($\approx 1 \mu\text{m}$) sont beaucoup moins présents sur le spectre représentatif des 50 premiers nanomètres sondés. Du fait de la présence d'une bande de photoluminescence

parasite au spectre Raman lorsque l'on utilise la source excitatrice de longueur d'onde 266 nm, les spectres n'ont pu être obtenus au LASIR. La figure 2-11 représente les spectres du premier ordre de deux échantillons d'AlGa_N épais, 15 % et 30 % d'aluminium, enregistrés avec le microspectromètre Raman LabRAM HR UV et une source excitatrice de longueur d'onde 244 nm pour laquelle il n'y a plus de luminescence parasite dans le domaine spectral étudié. Ces spectres ont été réalisés au laboratoire d'application de la société Jobin-Yvon. Les conditions de résonance Raman (source excitatrice UV d'énergie proche de celle de la bande interdite du GaN) engendre une exaltation du mode A₁(LO). Comme la profondeur de pénétration du faisceau laser UV 244 nm n'est que de 50 nm, les modes du Saphir et de la couche de GaN n'apparaissent pas sur les spectres. On observe uniquement les modes E₂(high) et A₁(LO) de l'AlGa_N et leurs comportements respectifs à deux ou à un mode en fonction du pourcentage d'aluminium (cf. Figure 2-11). Sont mis en évidence :

- le rapport d'intensité $\frac{I_{E_2(\text{GaN})}}{I_{E_2(\text{AlN})}}$ varie avec le pourcentage d'aluminium,

- la fréquence du mode A₁(LO) de l'Al_xGa_{1-x}N varie avec le pourcentage d'aluminium.

Lorsque la teneur en aluminium augmente, le rapport d'intensité des modes E₂(high) décrit ci-dessus diminue et la raie du mode A₁(LO) se déplace vers les hautes fréquences.

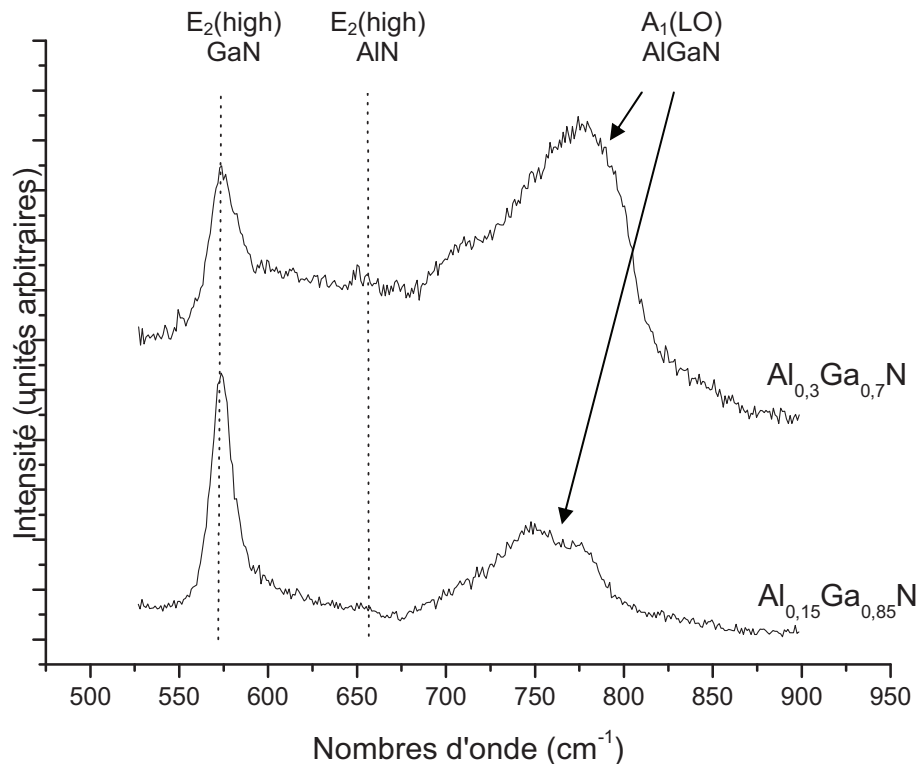


Figure 2-11 : Evolution des intensités et des fréquences des modes $E_2(\text{high})$ du GaN et de l'AlN et du mode $A_1(\text{LO})$ de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ (LabRAM HR UV, $\lambda_{\text{excitatrice}} = 244 \text{ nm}$, objectif 80 \times , temps d'acquisition 600s, densité optique D0) .

2.3.2. Mesure de la concentration en aluminium dans l'AlGaN nid

La concentration en aluminium des couches d'AlGaN est vérifiée en portant la valeur de la fréquence de la raie liée au mode $A_1(\text{LO})$ sur la courbe théorique de la figure 2-12 obtenue à partir de l'équation [15, 17] :

$$\omega_{\text{LO}}(x) = -51.8x^2 - 199.7x + 742 \quad \text{Eq. 2-4}$$

Cette équation est valable pour les spectres Raman obtenus avec une lumière excitatrice du domaine du visible. Pour les spectres obtenus avec une lumière excitatrice du domaine de l'UV, le comportement à un mode du mode $A_1(\text{LO})$ a une toute autre allure calculée par Demangeot F. et al. [18]. Ce modèle est actuellement le seul pour décrire ce type de comportement obtenu avec une source excitatrice UV. La courbe théorique ainsi que les points expérimentaux sont représentés dans la figure 2-13. Compte tenu de l'écart entre la théorie et les points expérimentaux mis en évidence sur ce graphe, le modèle doit être considéré avec précaution.

Des mesures de teneur en aluminium dans des couches d'AlGaN ont été faites à partir du mode $E_2(\text{high})$ dans les références [1, 15-17]. Il est cependant beaucoup plus difficile de mesurer le pourcentage d'aluminium à partir de ce mode compte tenu de la très faible intensité du mode $E_2(\text{high})$ de l'AlN. Le comportement du mode $E_2(\text{high})$ en fonction de la teneur en aluminium n'a donc pas été vérifié expérimentalement ici.

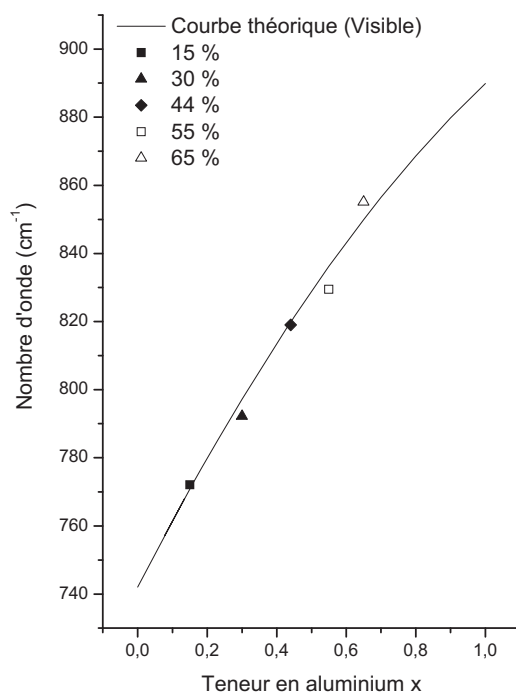


Figure 2-12 : Variation de la fréquence Raman du mode $A_1(\text{LO})$ en fonction du pourcentage d'aluminium dans l'AlGaN : courbes théoriques et points expérimentaux (LabRAM Visible et $\lambda_{\text{excitatrice}} = 632,8 \text{ nm}$).

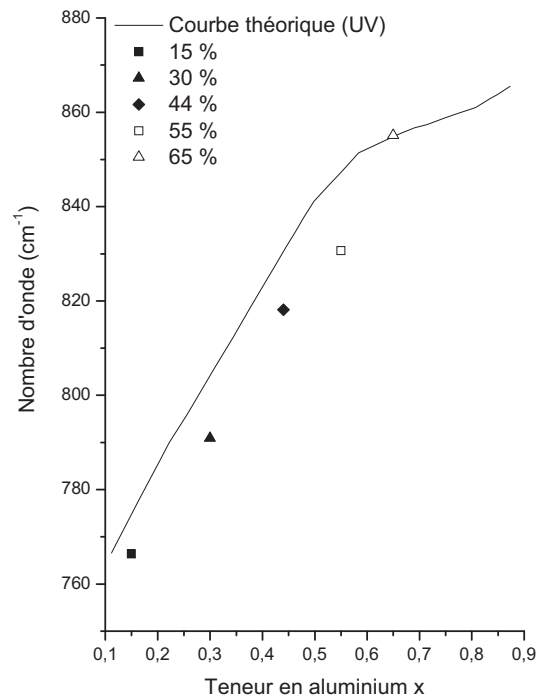


Figure 2-13 : Variation de la fréquence Raman du mode $A_1(LO)$ en fonction du pourcentage d'aluminium dans l' $AlGaIn$: courbes théoriques et points expérimentaux (LabRAM HR UV et $\lambda_{excitatrice} = 266 \text{ nm}$).

2.4. Transition électronique interbande indirecte du GaN

Concernant les spectres Raman des matériaux GaN et AlGaIn enregistrés avec le microspectromètre Raman LabRAM HR et le laser de longueur d'onde 266 nm, une bande large beaucoup plus intense que le signal Raman apparaît dans la gamme spectrale où est observé l'effet Raman (cf. § 2.2.1). Cette bande est une bande de photoluminescence d'énergie 4,56 eV (272 nm). Nous avons vérifié que ce pic n'était pas un pic parasite dû à l'appareil ou au laser en effectuant des spectres de ces mêmes échantillons au laboratoire d'application de la société Jobin-Yvon sur le même type d'appareil, un microspectromètre Raman LabRAM HR, avec une source excitatrice de longueur d'onde 244 nm (5.09 eV). Nous obtenons les mêmes spectres de photoluminescence avec les pics à la même énergie.

La spectroscopie de photoluminescence est une technique optique permettant de caractériser la structure électronique des matériaux semi-conducteurs. Son principe de fonctionnement est simple : on excite les électrons du matériau étudié à l'aide d'un rayonnement monochromatique et l'on détecte la lumière émise par ce dernier. Dans les semi-conducteurs, la transition radiative la plus fréquente se produit entre états de la bande de conduction et états

de la bande de valence séparés par une différence d'énergie appelée énergie de bande interdite (« gap »). La figure 2-14 ci-dessous schématise le processus de photoluminescence.

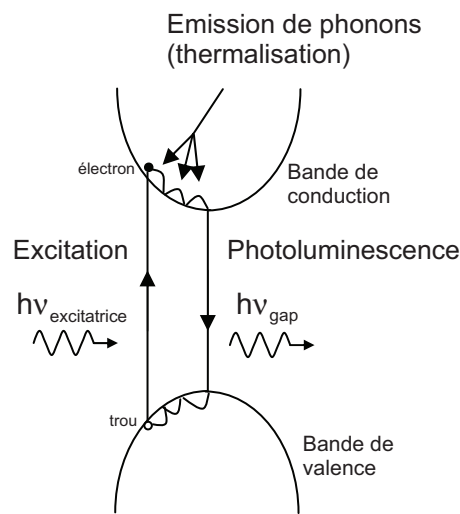


Figure 2-14 : Processus de photoluminescence.

Au cours d'une expérience de photoluminescence, l'excitation est produite par un laser à une énergie bien plus grande que l'énergie de la bande interdite. Les électrons excités passent de la bande de valence à la bande de conduction. Les porteurs photo-crés, électrons dans la bande de conduction et trous dans la bande de valence, relaxent vers leurs bords de bande respectifs en émettant des phonons (thermalisation) et se recombinent en émettant des photons d'énergie égale au « gap » du semi-conducteur. L'émission de phonons est un processus extrêmement rapide de l'ordre de la picoseconde. Par contre, l'émission de photons peut prendre de 10^{-9} secondes à plusieurs secondes. Le spectre de photoluminescence est constitué de pics ou de bandes repérés par leurs énergies exprimées en électronvolt (eV). Le nitrure de gallium est un semi-conducteur à gap direct, c'est-à-dire que le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction ont le même vecteur d'onde. C'est cette transition interbande directe qui domine le spectre de photoluminescence. Cependant, d'autres transitions électroniques interbandes peuvent apparaître sur ce spectre : les transitions électroniques interbandes indirectes.

L'excitation lumineuse utilisée est un laser UV très énergétique de 4.66 eV (266 nm). La bande large décrite au début du paragraphe correspond donc à l'une des possibles transitions indirectes interbandes. Ce pic est présent sur l'ensemble des échantillons de couches épaisses de GaN et de couches d'AlGaN selon l'épaisseur épitaxiées sur du GaN. Dans la suite de ce paragraphe, notre raisonnement sur l'attribution de ce pic de photoluminescence à une

recombinaison électronique interbande indirecte du nitrure de gallium est expliqué en détail et basé sur l'analyse de trois échantillons différents :

- échantillon X681 : une couche d' $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ non dopée d'épaisseur $1\ \mu\text{m}$ épitaxiée sur une couche de GaN non dopée elle-même sur un substrat saphir
- échantillon T1432 : une couche d' $\text{Al}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{N}$ non dopée d'épaisseur $140\ \text{nm}$ épitaxiée sur une couche de GaN non dopée elle-même sur un substrat saphir
- échantillon T1173 : une couche épaisse de GaN $3\ \mu\text{m}$ non dopée sur un substrat saphir.

Le spectre de luminescence de l'échantillon X681 ($1\ \mu\text{m}$ d' $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$) est représenté sur la figure 2-15. Il n'apparaît que le pic de luminescence à $3.7\ \text{eV}$, énergie de la bande interdite du matériau $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$. Cette valeur se vérifie pour l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ avec la formule suivante en fonction de la teneur en aluminium x :

$$E_g(x) = E_g^{\text{GaN}}(1-x) + E_g^{\text{AlN}}x - bx(1-x) \quad \text{Eq. 2-5}$$

avec $E_g^{\text{GaN}} = 3.43\ \text{eV}$ le gap du nitrure de gallium, $E_g^{\text{AlN}} = 6.2\ \text{eV}$ le gap du nitrure d'aluminium et $b = 1.3\ \text{eV}$ un paramètre de non linéarité [19].

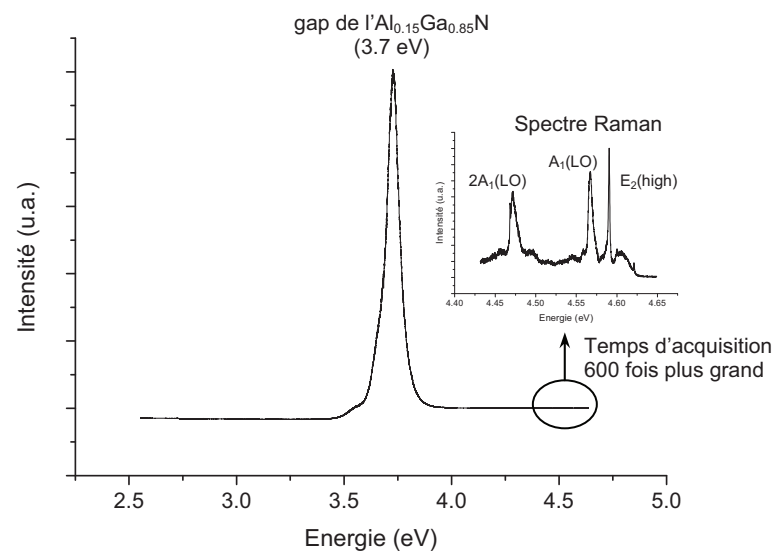


Figure 2-15 : Spectre de photoluminescence de l'échantillon X681 ($1\ \mu\text{m}$ d' $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ sur GaN)
- LabRAM HR UV, $\lambda_{\text{excitatrice}} = 266\ \text{nm}$, objectif $40\times$, temps d'acquisition $1\ \text{s}$, densité optique D03 -

Le spectre Raman est observé dans la région spectrale proche de l'énergie excitatrice ($4.66\ \text{eV}$) : les modes $E_2(\text{high})$ et $A_1(\text{LO})$ ainsi que les harmoniques de ce dernier sont identifiables.

Nous reviendrons plus en détail sur le phénomène de résonance Raman dans la suite de ce chapitre.

Si la couche d'AlGaN est moins épaisse avec une teneur en aluminium proche de celle du premier échantillon (140 nm d' $\text{Al}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{N}$), le spectre de luminescence est différent (cf. figure 2-16).

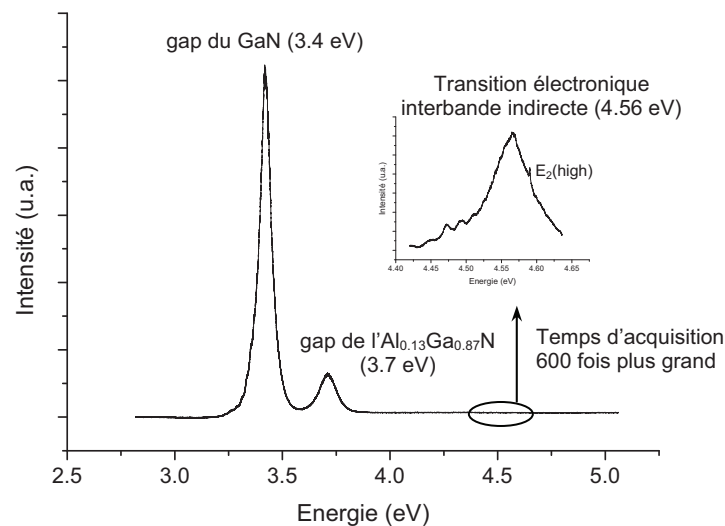


Figure 2-16 : Spectre de photoluminescence de l'échantillon T1432 (140 nm d' $\text{Al}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{N}$ sur GaN)
- LabRAM HR UV, $\lambda_{\text{excitatrice}} = 266 \text{ nm}$, objectif 40 \times , temps d'acquisition 1s, densité optique D03 -

Comme pour le spectre du premier échantillon, le pic de photoluminescence correspondant au gap de l' $\text{Al}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{N}$ apparaît à 3.7 eV. Cependant, il existe également deux autres pics de photoluminescence. Le premier, le plus intense, situé à 3.4 eV, correspond au gap du GaN. L'autre, nettement moins intense, est situé dans la région spectrale où se manifestent les modes optiques $E_2(\text{high})$ et $A_1(\text{LO})$ du nitrure de gallium et de ses alliages. Ce pic est beaucoup moins intense que les deux autres pics de luminescence attribués aux recombinaisons directes des deux matériaux. Il est situé à 4.56 eV. Il ne peut être attribué au matériau AlGaN car il est absent du spectre du premier échantillon. Il ne peut provenir que du matériau GaN qui est sous la couche d'AlGaN. Ceci est d'autant plus vrai que le pic correspondant au gap du GaN est présent sur le spectre de photoluminescence et est très intense. La profondeur de pénétration du laser UV 266 nm dans l' $\text{Al}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{N}$ n'étant que de 60 nm, le faisceau ne devrait pas pénétrer dans la couche de GaN, ni exciter les électrons de la bande de valence du GaN. Cependant, cette valeur de profondeur de pénétration de 60 nm correspond à la distance sur laquelle la lumière est atténuée de $1/e$, ce qui signifie qu'une faible partie du rayonnement du laser UV parvient à pénétrer dans la couche de GaN qui se

situé sous la couche d'AlGaN et à exciter les électrons de la bande de valence. Ceux-ci relaxent vers leurs bords de bande et se recombinent en émettant majoritairement des photons d'énergie égale au gap et dans une plus faible proportion des photons d'énergie égale à l'une des possibles transitions interbandes indirectes (cf. fig. 2-17). A partir des équations Eq. 2-1 et Eq. 2-2 du § 2.1. de ce chapitre, l'intensité du rayonnement UV qui atteint le GaN, après avoir traversé une épaisseur de 140 nm de AlGaN, vaut quand même :

$$I = I_0 e^{-140/60} \cong I_0/10 \quad \text{Eq. 2-6}$$

Cette intensité de faisceau lumineux est suffisante pour obtenir un spectre de luminescence de la couche de GaN située sous la couche d'AlGaN d'intensité comparable à celle du spectre Raman des couches traversées.

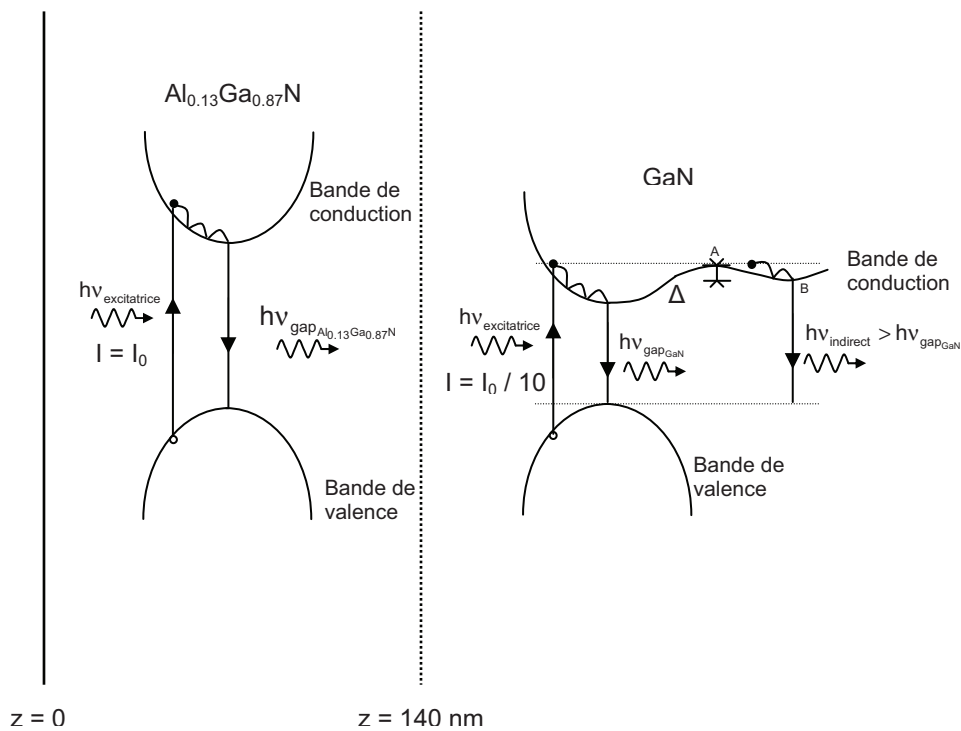


Figure 2-17 : Schéma des transitions électroniques interbandes directes et indirectes du deuxième échantillon (140 nm d'Al_{0.13}Ga_{0.87}N sur GaN).

La recombinaison des électrons selon une transition électronique interbande indirecte est possible si

$$\Delta E > 0.025 \text{ eV} \quad \text{Eq. 2-7}$$

avec : - ΔE (cf. fig. 2-17) la différence d'énergie entre les deux extrema A et B de la bande de conduction et,

- 0.025 eV l'énergie thermique à température ambiante (~ 20 °C).

En effet, si cette condition n'est pas satisfaite, les électrons excités dans la bande de conduction ont assez d'énergie (énergie thermique à température ambiante) pour transiter vers le minimum de cette bande de conduction et ensuite se recombiner en émettant des photons d'énergie du gap. Dans le diagramme de bande du GaN, la transition interbande indirecte possible d'énergie 4.56 eV est celle dont le minimum de la bande de valence a le vecteur d'onde noté A sur la figure 2-18.

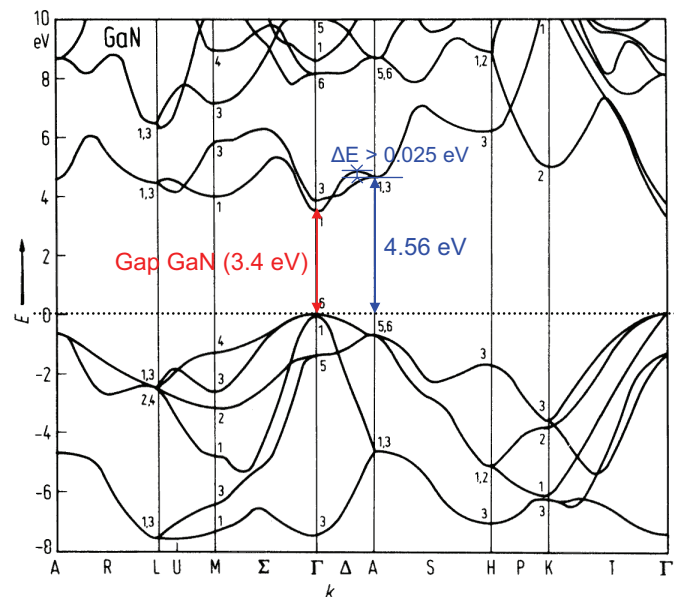


Figure 2-18 : Diagramme de bande du GaN.

Pour valider l'hypothèse d'une transition interbande indirecte dans le GaN, nous avons enregistré le spectre de photoluminescence de l'échantillon T1173 composé essentiellement de nitrure de gallium (cf. figure 2-19).

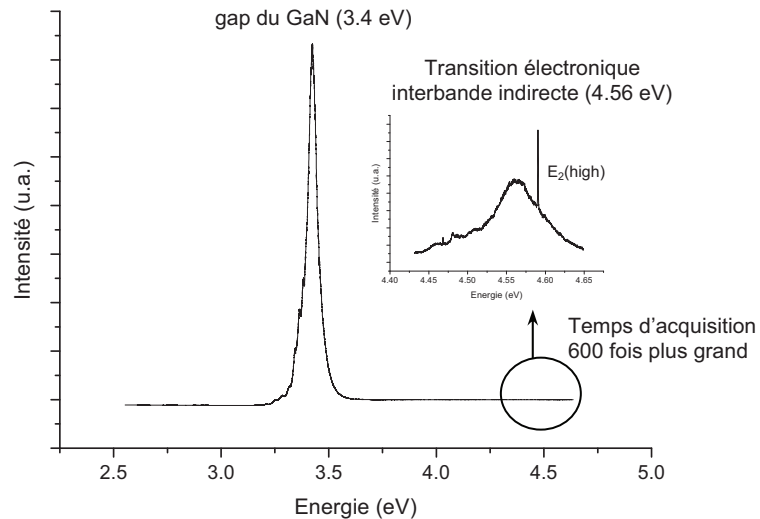


Figure 2-19 : Spectre de photoluminescence de l'échantillon T1173 (3 μm de GaN)

- LabRAM HR UV, $\lambda_{\text{excitatrice}} = 266 \text{ nm}$, objectif 40 \times , temps d'acquisition 1s, densité optique D03 -

Le spectre présente bien les deux pics de photoluminescence attendus : 3.4 eV et 4.56 eV. L'hypothèse concernant la mise en évidence d'une transition interbande indirecte dans le nitrure de gallium est donc validée, il reste néanmoins à vérifier les conditions supplémentaires pour qu'elle ait lieu. En effet, toutes les transitions électroniques interbandes indirectes sont possibles mais de très faible intensité et doivent répondre à deux critères :

- premièrement, la transition doit être permise. En mécanique quantique, une transition est permise lorsque les parités des fonctions d'onde des points de départ et d'arrivée de la recombinaison des paires électron-trou (un des minima de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence) sont partiellement ou totalement différentes.
- deuxièmement, puisque la transition est indirecte, la recombinaison est accompagnée de l'émission de phonons afin de conserver la quantité de mouvement du cristal. Physiquement, cette dernière condition peut toujours être remplie mais conduit nécessairement à des probabilités faibles, donc à des pics de faible intensité, ce qui est observé expérimentalement.

Puisque nous observons cette transition, nous supposons que le premier critère est rempli, ce qui pourrait être confirmé théoriquement par l'utilisation de calculs ab initio à l'étude des parités des fonctions d'onde impliquées dans cette transition.

Cette étude par spectroscopie de photoluminescence de composés à base de GaN nous a permis d'identifier l'origine de la bande parasite observée dans le spectre Raman excité à 266 nm et de l'attribuer à une transition interbande indirecte propre au nitrure de gallium. Dans la suite de ce manuscrit, nous ne reviendrons plus sur la présence et la définition de cette bande dans l'exploitation des spectres Raman obtenus avec la source excitatrice de longueur d'onde 266 nm.

3. HETEROSTRUCTURE HEMT AlGaN/GaN

Après avoir présenté les spectres Raman de référence des nitrure de gallium, d'aluminium et leurs alliages, nous allons analyser dans ce paragraphe une hétérostructure HEMT AlGaN/GaN et plus particulièrement sa densité de porteur et son état de contrainte.

3.1. Le gaz électronique à 2 dimensions dans la structure HEMT AlGaN/GaN

Théoriquement et expérimentalement, il a été montré que la densité de porteurs dans le nitrure de gallium en volume était détectable et quantifiable par spectroscopie Raman. Nous nous posons maintenant la question de savoir s'il est possible de mesurer la densité de porteur dans le gaz d'électrons bidimensionnel d'une hétérojonction AlGaN/GaN.

3.1.1. Diffusion Raman par les modes couplés phonon-plasmon dans une structure en 2 dimensions

A partir des travaux de recherche de Jean-Louis Farvacque [20], nous allons étudier le couplage phonon-plasmon dans une structure en deux dimensions telle que le gaz d'électrons bidimensionnel.

Le gaz électronique à deux dimensions dans la structure HEMT AlGaN/GaN se forme à l'interface de l'hétérojonction des deux matériaux AlGaN et GaN non dopés. La densité de porteurs est dans ce cas surfacique et non volumique, elle est notée n_s et exprimée en cm^{-2} .

Comme pour le cas des matériaux massifs, la fonction diélectrique totale dans un système à deux dimensions [21] s'exprime à partir de la fonction diélectrique de Lindhard [22] :

$$V_{\text{tot}}(\vec{q}, \omega) = \frac{V_{\text{ext}}(\vec{q}, \omega)}{\epsilon(\vec{q}, \omega)} \quad \text{Eq. 2-8}$$

avec V_{tot} et V_{ext} respectivement les potentiels total et extérieur.

Le potentiel induit V_{ind} peut se calculer par le biais de l'équation de Poisson

$$\Delta V_{\text{induit}}(\mathbf{r}, \omega) = -\frac{n_{\text{ind}}(\mathbf{r}, \omega)}{\epsilon_0} \quad \text{Eq. 2-9}$$

avec n_{ind} la densité de porteur induite et ϵ_0 la permittivité du vide,

qui, dans un système en deux dimensions, devient

$$\frac{\partial^2 V_{\text{ind}}(\vec{q}, z, \omega)}{\partial z^2} = -\frac{n_{\text{ind}}(\vec{q}, z, \omega)}{\epsilon_0} + q^2 V_{\text{ind}}(\vec{q}, z, \omega) \quad \text{Eq. 2-10}$$

En utilisant la technique des fonctions de Green, la solution de l'équation est de la forme :

$$V_{\text{ind}}(\vec{q}, z, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(\vec{q}, z, z') n_{\text{ind}}(\vec{q}, z', \omega) dz' \quad \text{Eq. 2-11}$$

où la fonction de Green $G(\vec{q}, z, z')$ est la solution de

$$\frac{d^2 G(\vec{q}, z, z')}{dz^2} = q^2 G(\vec{q}, z, z') - \frac{\delta(z - z')}{\epsilon_0} \quad \text{Eq. 2-12}$$

Dans le cas d'une hétérojonction AlGaIn/GaN, l'expression de la fonction de Green appropriée est :

$$G(\vec{q}, z, z') = \frac{1}{2\vec{q}\epsilon_L} e^{-\vec{q}|z-z'|} \quad \text{Eq. 2-13}$$

avec ϵ_L la permittivité du milieu.

La fonction diélectrique obtenue pour un système en deux dimensions s'écrit donc :

$$\epsilon(\vec{q}, \omega) = \epsilon_\infty \left(1 + \frac{\omega_{\text{LO}}^2 - \omega_{\text{TO}}^2}{\omega_{\text{TO}}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_V} + \frac{\omega_p^2(\vec{q})}{-\omega^2 - i\omega\Gamma} \right) \quad \text{Eq. 2-14}$$

avec ω_{TO} et ω_{LO} les pulsations des modes optiques,

γ_V et Γ les constantes d'amortissement respectives de la vibration et du plasma,

$$\text{et } \omega_p(\vec{q}) = \sqrt{S\vec{q}} = \sqrt{\frac{e^2 n_s}{\epsilon_0 \epsilon_\infty m^*}} \vec{q} \quad \text{la fréquence plasmon} \quad \text{Eq. 2-15}$$

Les pulsations ω_+ et ω_- des modes L_{pp}^+ et L_{pp}^- sont données par les racines de la fonction diélectrique. En négligeant les effets d'amortissement, on obtient :

$$\omega_\pm^2(\vec{q}) = \frac{\omega_{\text{LO}}^2 + \omega_p^2(\vec{q})}{2} \pm \left(\frac{(\omega_{\text{LO}}^2 + \omega_p^2(\vec{q}))^2}{4} - \omega_p^2(\vec{q})\omega_{\text{TO}}^2 \right)^{1/2} \quad \text{Eq. 2-16}$$

Si la dispersion des plasmons n'est pas prise en compte, la fréquence des plasmons est nulle quand \bar{q} tend vers zéro. On obtient alors :

$$\omega_+ = \omega_{LO} \text{ et } \omega_- = 0 \quad \text{Eq. 2-17}$$

Dans une structure à deux dimensions, il n'y a pas de couplage phonon-plasmon. Il est donc impossible de mesurer la densité surfacique d'électrons n_s dans une hétérostructure HEMT AlGaN/GaN par spectrométrie Raman.

3.1.2. Spectre Raman d'une hétérostructure HEMT AlGaN/GaN

3.1.2.1. Source excitatrice de longueur d'onde appartenant au domaine du visible (632.8 nm)

L'expérience montre bien qu'il n'existe pas de couplage phonon-plasmon dans une structure à deux dimensions. En effet, le spectre de la figure 2-20 est le spectre de l'hétérostructure présentée dans l'encadré de la figure enregistré avec le microspectromètre Raman LabRAM Visible et la source excitatrice de longueur d'onde 632.8 nm. Il ne présente aucune bande large qui pourrait correspondre à des raies de couplage phonon-plasmon. Sont observés les modes $E_2(\text{high})$ et $A_1(\text{LO})$ du nitrure de gallium sans distinction entre les couches : le spectre obtenu est le spectre moyen de l'hétérostructure dans son intégralité. Les autres pics que nous pouvons observer sont attribués au substrat SiC.

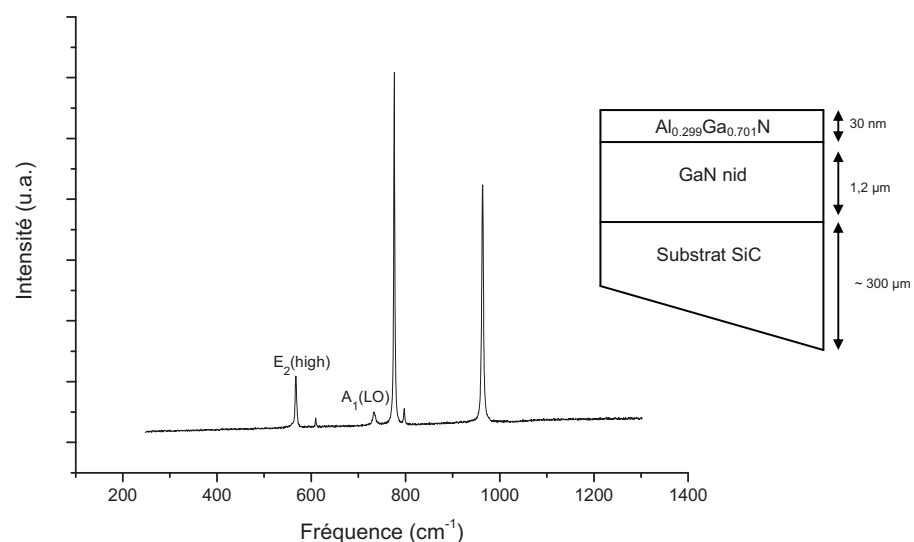


Figure 2-20 : Spectre Raman de l'hétérostructure AlGaN/GaN présentée dans cette même figure (LabRAM Visible, $\lambda_{\text{excitatrice}} = 632,8 \text{ nm}$ objectif 100×, temps d'acquisition 10s, densité optique D0).

3.1.2.2. Source excitatrice de longueur d'onde appartenant au domaine de l'ultraviolet (244 nm)

De même, le spectre de la figure 2-21 ne présente aucune bande large qui pourrait correspondre à des raies de couplage phonon-plasmon. Ce spectre Raman est le spectre d'une hétérostructure proche de celle présentée dans l'encadré de la figure 3-20, enregistré avec le microspectromètre Raman LabRAM HR UV et la source excitatrice de longueur d'onde 244 nm disponible au laboratoire d'application de la société Jobin-Yvon. Par contre, la source excitatrice appartenant au domaine de l'ultraviolet, et donc d'énergie supérieure à l'énergie de bande interdite (gap) des matériaux GaN et AlGaN de l'hétérostructure analysée, permet de mettre en évidence le phénomène de résonance Raman. Ceci se traduit par l'exaltation des modes polaires, notamment ici le mode $A_1(\text{LO})$, et l'apparition d'harmoniques de ces modes.

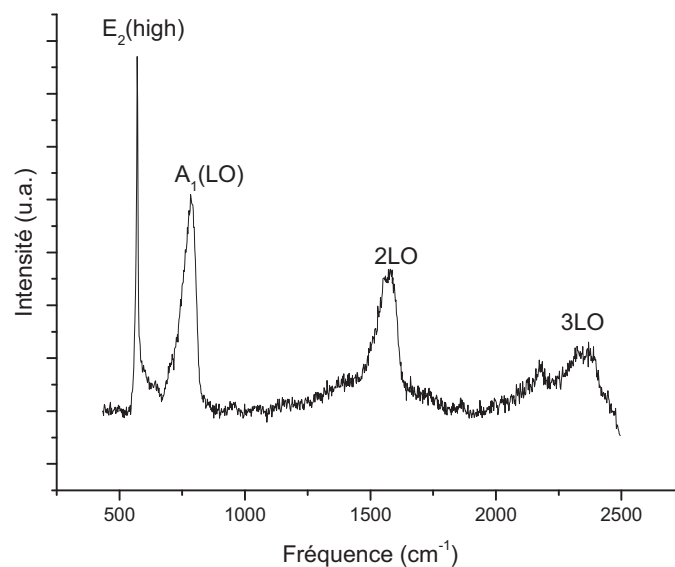


Figure 2-21 : Spectre Raman d'une hétérostructure AlGaN/GaN

(LabRAM HR UV, $\lambda_{\text{excitatrice}} = 244 \text{ nm}$, objectif 100 \times , temps d'acquisition 600s, densité optique D0).

3.2. Passivation

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, le dépôt d'une passivation sur une hétérostructure HEMT AlGaN/GaN est nécessaire pour protéger les métallisations des composants et ainsi améliorer leurs performances électriques. Nous allons alors étudier les conséquences de ce dépôt de passivation sur l'hétérostructure par microspectroscopie Raman. Celles-ci sont essentiellement des modifications de contraintes mécaniques due à la déformation de maille.

3.2.1. Mesure de la contrainte dans le GaN à partir de la spectrométrie Raman

La couche de passivation déposée sur l'hétérostructure, en général, n'est pas cristallisée. En effet, ce dépôt est réalisé dans des conditions ne permettant pas au matériau de construire de maille cristalline. La couche de matériau, située sous ce dépôt subie néanmoins une légère déformation de maille qui modifie l'état de contrainte de cette couche. Cet état de contrainte peut être quantifié par microspectrométrie Raman.

La contrainte dans une couche de GaN épitaxiée suivant l'axe \bar{c} (axe [0001]) provoquée par la déformation de maille est dirigée le long du plan de base (parallèle au substrat). Aucune force n'est appliquée dans la direction de croissance, le cristal peut se relaxer librement dans cette direction. Il en résulte uniquement une déformation biaxiale.

La contrainte biaxiale σ_b induit un décalage linéaire en fréquence $\Delta\omega$ du phonon j qui s'écrit :

$$\Delta\omega(j) = K_b(j)\sigma_b(j) \quad \text{Eq. 2-18}$$

avec $K_b(j)$ le coefficient de contrainte biaxiale du mode j exprimé en $\text{cm}^{-1}/\text{GPa}$. Ce coefficient de pression biaxiale Raman s'exprime en utilisant les constantes d'élasticité C_{ij} du tenseur élastique relatif à la symétrie wurtzite (cf. chapitre 1) :

$$K_b(j) = \frac{\Delta\omega(j)}{\sigma_b(j)} = -2a_j(C_{11} + C_{12}) - 2b_jC_{13} \quad \text{Eq. 2-19}$$

avec a_j et b_j les potentiels de déformation du mode j . Les démonstrations concernant les relations contraintes/déformations et contrainte/polarisation piézoélectrique apparaissent en annexe 1.

La spectroscopie Raman est un outil fréquemment utilisé pour déterminer les déformations et contraintes internes dans les hétérostructures de semi-conducteurs.

L'état de contrainte des hétérostructures AlGaIn/GaN est un paramètre important à prendre en compte pour évaluer la densité de porteurs et donc les performances électriques. En effet, tout changement de l'état de contrainte des différentes couches composant l'hétérostructure entraîne une modification des polarisations piézoélectriques au sein de l'hétérostructure et donc une évolution du confinement du gaz d'électrons bidimensionnel.

Le tableau 2-3 donne les potentiels de déformation a_j et b_j ainsi que le coefficient de pression biaxiale $K_b(j)$ pour les modes $E_2(\text{high})$ et $A_1(\text{LO})$ selon différents auteurs dans la littérature.

		a	b	K_b (cm⁻¹/Gpa)
Raman – Réflectance [23]	E ₂ (high)	-818±14	-797±60	2.9±0.3
	A ₁ (LO)	-685±38	-997±70	0.8±0.4
1ère correction [24]	E ₂ (high)			3,2
	A ₁ (LO)			0,9
2nde correction (rayons X) [24]	E ₂ (high)			2,43
	A ₁ (LO)			1,91
Ab initio [25-26]	E ₂ (high)			2,41
	A ₁ (LO)			1,91

Tableau 2-3 : Potentiels de déformation *a* et *b* et coefficient de pression biaxiale K_b des modes E₂(high) et A₁(LO).

La détermination des coefficients de pression biaxiale pour les modes E₂(high) et A₁(LO) s'est faite selon deux approches : une approche expérimentale et une approche par calcul Ab initio réalisées respectivement par l'équipe de Demangeot et al. et l'équipe de Wagner et al. L'équipe de Demangeot et al. a estimé ces coefficients de pression biaxiale en utilisant trois méthodes de caractérisation : spectroscopie Raman, spectroscopie de réflectance et diffractométrie de rayons X. Seules les valeurs les plus récentes obtenues par cette équipe sont en accord avec celles calculées Ab initio par l'équipe de Wagner et al. Dans la suite du manuscrit, ce sont donc ces coefficients de pression biaxiale [25-26] qui seront utilisés. Nous évitons volontairement d'utiliser les coefficients de pression biaxiale obtenus expérimentalement car trop de paramètres liés aux techniques d'élaboration des épitaxies peuvent influencer les résultats.

3.2.2. Influence du type de passivation déposée

3.2.2.1. Méthodologie d'analyse

L'hétérostructure analysée est représentée figure 2-22. L'utilisation du microspectromètre Raman LabRAM HR UV et des sources excitatrices de longueur d'onde 244 nm et 266 nm permet de sonder l'hétérostructure sur une profondeur d'une soixantaine de nanomètres, l'information collectée concerne donc la couche de passivation, la couche barrière d'AlGaN

dans sa globalité et une partie de la couche de GaN d'épaisseur équivalente à celle d'AlGaN. Les déformations de maille aux interfaces passivation/AlGaN et AlGaN/GaN entraînent des contraintes biaxiales dans les couches d'AlGaN et de GaN mises en évidence sur les spectres Raman par le décalage en fréquence des modes de vibration $A_1(\text{LO})$ et $E_2(\text{high})$ respectivement.

Le décalage en fréquence des modes de chaque couche permet une mesure quantitative du taux de déformation de chaque matériau grâce à l'équation *Eq. 2-18*. Afin de s'affranchir complètement des contraintes liées à la croissance de l'hétéroépitaxie (bâti, température, ...), un enregistrement des spectres Raman en un endroit bien précis de l'échantillon sera effectué avant et après l'étape de passivation. Ainsi, la contrainte mesurée sera uniquement due au dépôt de passivation. L'étude a été entreprise sur un wafer entier divisé en quatre quarts, chaque quart ayant une passivation différente. Pour chaque quart, trois spectres ont été enregistrés, un par réticule selon la configuration schématisée sur la figure 2-23. Pour chaque réticule, un motif test a été repéré sur le masque qui a servi à la gravure : la « Transmission Line Method (TLM) » (cf. Fig. 2-24). Cette zone de contacts ohmiques est utilisée pour caractériser électriquement les systèmes de métallisation mais aussi pour analyser le gaz d'électrons typique des semi-conducteurs par l'application d'un champ électrique longitudinal [27, 28]. Le faisceau laser est focalisé à la surface de l'échantillon entre deux plots de métallisation (cf. Fig. 2-25), les coordonnées x et y de ce point de focalisation sont enregistrées afin de se positionner exactement au même endroit après la passivation.

AEC 1189

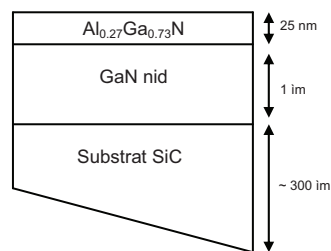


Figure 2-22 : Hétérostructure analysée.

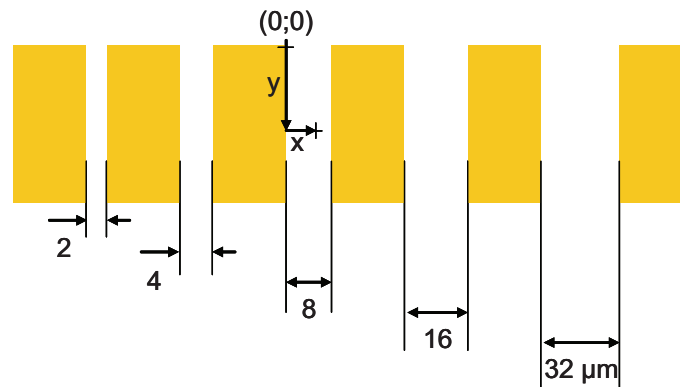


Figure 2-25 : Schéma de la TLM.

3.2.2.2. Passivations étudiées

Le quart 1 a été passivé par une couche de Si_3N_4 , le quart 2 par une couche de Ta_2O_5 , les quarts 3 et 4 par une bi-couche $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ avec un prétraitement supplémentaire au plasma N_2O pour le quart 3 uniquement. Le tableau 2-4 répertorie ces différentes passivations étudiées, leurs épaisseurs et paramètres de dépôt. Certaines cases sont grises car elles correspondent à des paramètres restés confidentiels, ce travail s'inscrivant dans le cadre d'une collaboration avec le laboratoire III-Vlab ALCATEL THALES.

	Quart 1	Quart 2	Quart 3	Quart 4
Prétraitement	Isopropanol	Isopropanol	Isopropanol + plasma N_2O	Isopropanol
Matériau 1	Si_3N_4	Ta_2O_5	SiO_2	SiO_2
Épaisseur	2400 Å	1500 Å	1000 Å	1000 Å
Température	340 °C	150 °C	340 °C	340 °C
Matériau 2	-	-	Si_3N_4	Si_3N_4
Épaisseur	-	-	500 Å	500 Å
Température	-	-	340 °C	340 °C
Type de dépôt	PECVD	Pulvérisation	PECVD	PECVD

Tableau 2-4 : Les quatre passivations étudiées
(PECVD = Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition).

3.2.2.3. Résultats de mesure de contrainte

A l'état initial, l'état de contrainte de l'hétérostructure est optimisée de façon à avoir les meilleures performances électriques. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1 § 2.2.1.4.,

pour avoir un bon confinement des électrons dans le gaz d'électrons, la couche de GaN doit être relaxée et la couche d'AlGaN contrainte en tension. La croissance de polarité gallium étant préférée pour la réalisation des HEMTs, les polarisations spontanées sont dirigées vers le substrat. La contrainte en tension dans la couche d'AlGaN induit une polarisation piézoélectrique dirigée vers le substrat. Dans la couche de GaN relaxée, la polarisation piézoélectrique est négligée. Dans la pratique (cf. Fig. 2-26 (a)), le matériau GaN n'est pas totalement relaxé. Il y réside une contrainte résiduelle en compression plus ou moins importante selon la qualité cristalline de la couche de nucléation (couche tampon) et la propagation des dislocations. Cependant, la polarisation spontanée de l'alliage AlGaN est plus importante que celle du matériau GaN [29]. De plus, la polarisation piézoélectrique étant proportionnelle à la contrainte, celle-ci est donc plus importante dans la couche d'AlGaN que dans la couche de GaN. Il en résulte que dans la couche de GaN, la somme des vecteurs polarisation spontanée et polarisation piézoélectrique est inférieure à celle de ces mêmes vecteurs dans la couche d'AlGaN (cf. Fig. 2-26 (b)).

La passivation des hétérostructures entraîne inévitablement des modifications de ces contraintes et donc du confinement du gaz d'électrons. L'étude par microspectrométrie Raman permet une mesure quantitative de ces modifications de contrainte.

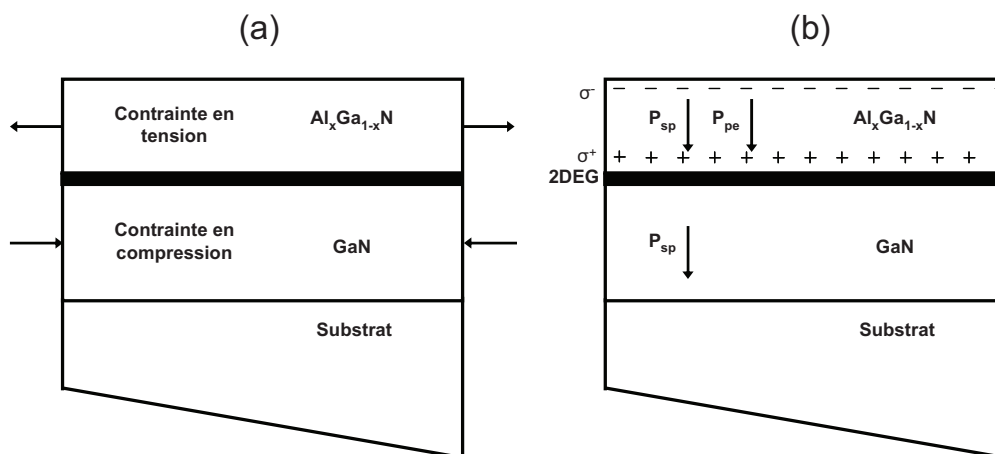


Figure 2-26 : (a) Contrainte et (b) Polarisation dans une hétérostructure HEMT AlGaN/GaN réelle.

La figure 2-27 illustre les résultats des mesures de contraintes obtenus après passivation par microspectrométrie Raman. Le quart 2 recouvert de passivation Ta₂O₅ n'a pu être étudié car ce matériau absorbe le faisceau laser UV, le spectre Raman de cet échantillon ne présente aucun mode de vibration relatif au nitrure de gallium ou de son alliage AlGaN, il est donc

impossible de mesurer la contrainte dans les couches de GaN et d'AlGaN composant l'hétérostructure à étudier. Les valeurs de contrainte mentionnées dans la figure 2-27 ont été obtenues à partir de l'équation Eq. 2-18 qui peut aussi s'écrire :

$$\sigma_b(j) = \frac{\Delta\omega(j)}{K_b(j)} \quad \text{Eq. 2-20}$$

avec $\sigma_b(j)$ la contrainte biaxiale calculée à partir du mode j , $\Delta\omega(j)$ le décalage en fréquence du mode j et $K_b(j)$ le coefficient de contrainte du mode j .

Si le décalage en fréquence du mode j est négatif, c'est-à-dire que le décalage se fait vers les basses fréquences après passivation, alors la contrainte exercée par la couche de passivation est négative ce qui correspond à une contrainte extensive. Par contre, si le décalage en fréquence du mode j est positif (décalage vers les hautes fréquences après passivation), alors la contrainte exercée par la couche de passivation est compressive. Ceci est valable pour les deux modes observés : $E_2(\text{high})$ et $A_1(\text{LO})$, reflets des deux couches sondées GaN et AlGaN. Le mode $A_1(\text{LO})$ du matériau AlGaN est facilement identifié du fait de son décalage en fréquence en fonction de la concentration en aluminium (§ 2.3.2.). Par contre, le mode $E_2(\text{high})$ bénéficie de la contribution de la couche de GaN et de la couche d'AlGaN. Ce mode ayant un comportement à deux modes dans les alliages ternaires $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, le mode $E_2(\text{high})$ de l'AlN devrait apparaître sur le spectre. Or il n'apparaît sur aucun spectre, son intensité étant trop faible, ce mode est confondu avec le bruit, le mode $E_2(\text{high})$ qui apparaît sur les spectres Raman peut donc essentiellement être attribué à la couche de GaN. Compte tenu de ses observations, la contrainte dans la couche d'AlGaN sera calculée à partir de la mesure du décalage en fréquence du mode $A_1(\text{LO})$ et la contrainte dans la couche de GaN sera calculée à partir de la mesure du décalage en fréquence du mode $E_2(\text{high})$. Cependant, les estimations faites pour déterminer la contrainte dans la couche d'AlGaN à partir du mode $A_1(\text{LO})$ sont obtenues avec les coefficients de contrainte $K_b(j)$ de GaN pur.

Les contraintes engendrées par les différentes passivations sont de même type qu'à l'état initial, c'est-à-dire extensive dans la couche d'AlGaN et compressive dans la couche de GaN mais d'importance différente.

La passivation SiN (quart 1) augmente considérablement la contrainte extensive dans la couche d'AlGaN, par contre il n'y a pas de compression engendrée dans la couche de GaN en réponse. En insérant une couche de SiO_2 sous la couche de SiN (quart 4), la contrainte extensive dans la couche d'AlGaN est toujours présente mais réduite de moitié par rapport au cas précédent, une faible réponse en compression dans la couche de GaN est dans ce cas

perceptible. En effectuant un plasma N_2O avant le dépôt des couches SiO_2 et SiN (quart 3), l'amélioration escomptée n'a pas lieu. Au contraire, la contrainte extensive dans la couche d' $AlGaN$ et la contrainte compressive dans la couche de GaN augmentent.

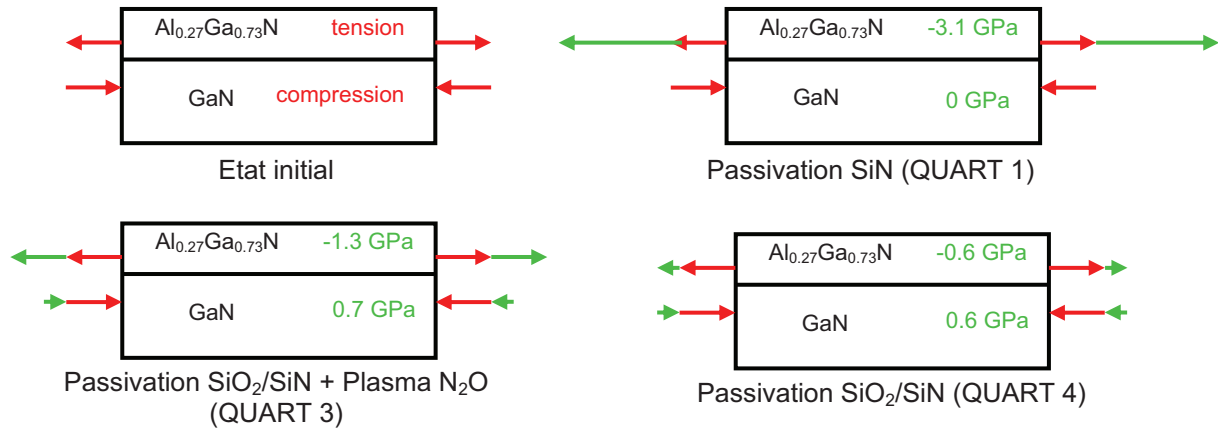


Figure 2-27 : Résultats des mesures de contraintes obtenues par microspectrométrie Raman sur l'hétérostructure AEC 1189 avec trois passivations différentes : SiN (quart 1), SiO_2/SiN (quart 4), plasma N_2O avant dépôt des couches SiO_2/SiN (quart 3).

L'état de contrainte dans l'hétérostructure $AlGaN/GaN$ engendrée par l'étape de passivation provient de l'état de contrainte dans la couche de passivation elle-même. Il est bien connu depuis la technologie Silicium que les propriétés d'une couche de passivation dépendent fortement du procédé de dépôt et du type de diélectrique utilisé. Les deux paramètres caractérisant la contrainte dans un matériau : grandeur (valeur exprimée en Pascal) et signe (extensive ou compressive), peuvent être contrôlés lors du dépôt de la couche de diélectrique sur le composant. Le dépôt des diélectriques sur les quarts 3 et 4 ont été réalisés par la technique de PECVD (Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition). Cette méthode de dépôt de films minces, à partir de précurseurs gazeux est un procédé dans lequel un plasma est employé pour augmenter le taux de réaction des précurseurs. L'intensité de la contrainte se module grâce aux paramètres de fabrication, pression et température, tandis que le signe de la contrainte est fonction de la fréquence du plasma. Par exemple, le film SiN peut posséder une contrainte extensive ou compressive si le dépôt a été effectué à hautes (13.56 MHz) ou basses (20-450 kHz) fréquences, respectivement [30]. Le standard industriel de fréquence en PECVD est de 13.56 MHz et, tel qu'il est admis dans ces considérations, les films déposés par cette technique seront sous contrainte extensive. Dans notre étude, pour les quarts 3 et 4, la contrainte extensive dans les couches d' $AlGaN$ a été engendrée par la contrainte extensive

présente dans le film de passivation. Nous n'avons pas connaissance de la technique de dépôt de la couche de SiN, nous ne pouvons donc pas statuer sur le quart 1.

Les valeurs de contrainte très élevées dans les couches d'AlGaN peuvent laisser présager une détérioration de la qualité de l'interface AlGaN/passivation. En effet, un matériau fortement contraint est de moins bonne qualité qu'un matériau relaxé. Pour la passivation SiN, on constate que la contrainte est de 3.1 GPa dans la couche d'AlGaN, ce qui a certainement fortement détérioré l'interface AlGaN/passivation. Il en est de même pour la passivation SiO₂/SiN malgré un prétraitement N₂O. Au contraire ce prétraitement amoindrit la qualité de l'interface AlGaN/passivation par rapport au cas où la même passivation a été réalisée sans prétraitement. Les caractéristiques relatives aux interfaces jouent un rôle important dans les mécanismes de conduction. Les conclusions que nous venons de présenter pourraient être corrélées à des mesures électriques statiques afin de mettre en évidence la qualité des contacts et donc des interfaces AlGaN/passivation. La caractérisation des états d'interface pourrait éventuellement se faire par le biais de mesures par Microscopie Electronique en Transmission (TEM)² ou par Résonance Paramagnétique Electronique (RPE)³. Ce travail étant effectué dans le cadre d'une collaboration avec III-Vlab ALCATEL THALES, les conclusions que nous avons avancées n'ont pu être validées par d'autres techniques de caractérisation car les échantillons n'ont été en notre possession que pour une durée limitée.

La passivation de surface à base de couches SiN et SiO₂ est maintenant largement utilisée pour améliorer les performances des dispositifs HEMTs AlGaN/GaN. Tous les schémas de passivation mènent à l'amélioration des propriétés du composant : la conductivité du canal est augmentée, et par conséquent le courant de drain et la transconductance sont aussi augmentés. Les composants avec une contrainte extensive induite par la passivation présentent les meilleures performances électriques [31]. Une explication peut être ici mise en évidence, elle repose sur la notion de contrainte que nous avons développée dans ce chapitre. Nous avons supposé la couche d'AlGaN constituant la barrière contrainte en tension (situation favorisant la présence d'une densité surfacique importante dans le gaz d'électrons). Le dépôt des divers matériaux que nous avons étudiés favorise dans notre étude un accroissement de la contrainte

² Cette technique est une technique de microscopie où un faisceau d'électrons est transmis à travers un échantillon très mince. Les effets d'interaction entre les électrons et l'échantillon donnent naissance à une image, dont la résolution peut atteindre 0,8 Å. L'intérêt principal de cette microscopie est de pouvoir combiner cette grande résolution avec les informations de l'espace de Fourier, c'est-à-dire la diffraction. Contrairement aux microscopes optiques, la résolution n'est pas limitée par la longueur d'onde des électrons mais par les aberrations dues aux lentilles magnétiques.

³ Le principe est basé sur l'absorption d'ondes électromagnétiques par des atomes, des molécules, des ions, des radicaux libres, dans des diélectriques solides, liquides ou gazeux. Cette technique consiste en l'étude de systèmes contenant des électrons non appariés par observation des champs magnétiques pour lesquels les électrons non appariés entrent en résonance avec une radiation monochromatique.

et donc l'augmentation de la densité d'électrons dans le gaz bidimensionnel, ce qui devrait accroître le courant Drain-Source. Cependant, il est par ailleurs établi que la densité de défauts aux interfaces intervient dans les mécanismes de conduction au sein du gaz bidimensionnel. Par l'apport d'un diélectrique en surface, la quantité et l'état de ces défauts se trouvent assurément altérés. Il peut en résulter l'apparition d'une grille virtuelle en surface [32], laquelle contribue à son tour à la déplétion du canal d'électrons. La caractérisation par microspectrométrie Raman donne l'état de contrainte des matériaux et suppose ici une amélioration des performances par l'augmentation de la quantité N_s grâce au dépôt d'une couche de passivation quel que soit le type de diélectrique mais ne peut pas conclure sans une étude électrique additionnelle.

En parallèle des mesures par microspectrométrie Raman, des mesures électriques ont été réalisées sur le même type d'hétérostructure disposant des mêmes couches de passivation, en partenariat avec l'équipe Puissance de l'Institut d'Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN). Les deux types de caractérisations électriques utilisés pour cette étude sont : les mesures électriques pulsées et les mesures de puissance de sortie. Celles-ci ont donné les mêmes résultats, c'est-à-dire une amélioration des performances électriques. Cette amélioration est importante pour les composants dotés d'une passivation SiN/SiO₂ par rapport aux composants dotés d'une passivation SiN. Le prétraitement NO₂ augmente encore ces performances. L'amélioration des performances électriques supposées dans l'interprétation des résultats de l'étude par microspectrométrie Raman est confirmée par cette caractérisation électrique.

Les résultats de contrainte que nous avons obtenus par microspectrométrie Raman ont été comparés qualitativement par une méthode de simulation par éléments finis. Par contre, il subsiste un facteur 10 dans les valeurs expérimentales par rapport aux valeurs simulées car ces dernières prennent uniquement en compte les contraintes thermomécaniques. Ces études comparatives sont toujours en cours de développement avec THALES III-Vlab.

3.2.3. Influence de l'épaisseur de la couche de passivation déposée

Après avoir étudié différentes passivations sur un même wafer comprenant des dispositifs électroniques de type AlGaIn/GaN, nous allons maintenant nous intéresser à la même passivation mais d'épaisseurs différentes sur un même wafer composé d'une hétéroépitaxie AlGaIn/GaN.

3.2.3.1. Méthodologie d'analyse

L'hétérostructure analysée est représentée figure 2-28. L'utilisation du microspectromètre Raman LabRAM HR UV et de la source excitatrice de longueur d'onde 266 nm permet de sonder l'hétérostructure sur une profondeur d'une soixantaine de nanomètres, comme pour l'étude précédente, l'information collectée concerne donc la couche de passivation, la couche barrière d'AlGaN dans sa globalité et une partie de la couche de GaN d'épaisseur équivalente à celle d'AlGaN. Les déformations de maille aux interfaces passivation/AlGaN et AlGaN/GaN entraînent des contraintes biaxiales dans les couches d'AlGaN et de GaN mises en évidence sur les spectres Raman par le décalage en fréquence des modes de vibration $E_2(\text{high})$ et $A_1(\text{LO})$.

Contrairement à l'étude précédente, ce wafer n'a pas subi de procédé de fabrication technologique, ce qui signifie qu'il n'y a aucun motif, aucune gravure, aucun dépôt métallique. La méthodologie a donc été d'enregistrer les spectres Raman à plusieurs endroits bien précis du wafer divisé en plusieurs morceaux sur lesquels un dépôt de passivation SiN a été effectué. Les dépôts de passivation sont de différentes épaisseurs, un des morceaux non passivé sert de référence. Comme précédemment, la contrainte dans la couche d'AlGaN sera calculée à partir de la mesure du décalage en fréquence du mode $A_1(\text{LO})$ et la contrainte dans la couche de GaN à partir de la mesure du décalage en fréquence du mode $E_2(\text{high})$. La comparaison avec un morceau de wafer non passivé permet de s'affranchir complètement des contraintes liées à la croissance de l'hétéroépitaxie (bâti, température ...). La contrainte mesurée sera uniquement due à l'étape de passivation. Le tableau 2-5 répertorie les différentes épaisseurs de passivation étudiées, la figure 2-29 représente un schéma du wafer divisé en plusieurs morceaux sur lesquels ont été déposées les différentes épaisseurs des couches de passivation SiN. Pour s'affranchir des contraintes liées à l'épitaxie de GaN et de AlGaN sur le wafer de substrat qui n'est pas homogène, les mesures de contraintes sont effectuées sur un même arc de cercle (cf. figure 2-29).

AEC 1577

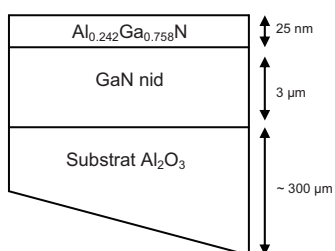


Figure 2-28 : Hétérostructure analysée.

Epaisseur du diélectrique SiN	Points de mesure
20 nm	a
	b
50 nm	d
	e
100 nm	f
	g
300 nm	c
0 nm	h
	i

Tableau 2-5 : Les différentes épaisseurs de passivations étudiées.

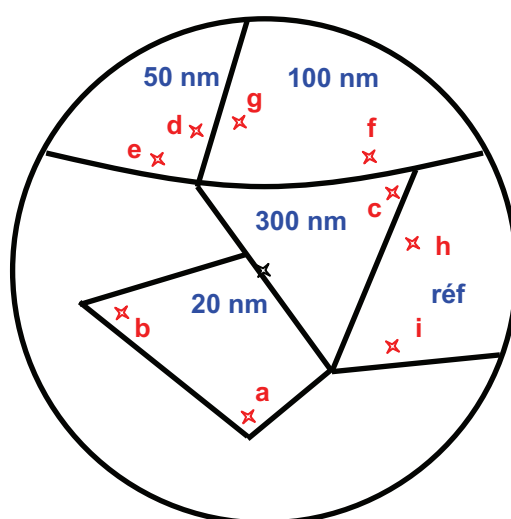


Figure 2-29 : Schéma du wafer divisé en 5 morceaux sur lesquels ont été déposées les différentes épaisseurs des couches de passivation SiN.

3.2.3.2. Résultats de mesure de contrainte

Dans cette partie, nous allons nous attarder sur l'influence de l'épaisseur de la couche de passivation. Toutes les couches ont été déposées dans les mêmes conditions expérimentales. Les valeurs de contrainte obtenues par microspectrométrie Raman et mentionnées dans le tableau 2-6 sont déduites de la relation *Eq. 2-20* du § 3.2.2.3. de ce chapitre.

Epaisseur	Points de mesure	Variation de la contrainte dans le GaN (GPa)	Variation de la contrainte dans l'AlGaN (GPa)
20 nm	a	0,1035	2,5395
	b		
50 nm	d	0,124	3,0105
	e		
100 nm	f	0,041	2,2775
	g		
300 nm	c	0,041	1,885

Tableau 2-6 : Résultats des mesures de contraintes obtenues par microspectrométrie Raman sur l'hétérostructure AEC 1577 avec quatre épaisseurs de passivation SiN différentes.

Les résultats ne peuvent être comparés avec ceux obtenus dans l'étude précédente pour la passivation SiN. En effet, d'une part les passivations n'ont pas été réalisées au même endroit, c'est-à-dire que les paramètres de procédés technologiques et surtout les bâtis de croissance sont différents, et d'autre part, les échantillons d'hétérostructure AlGaN/GaN sont totalement distincts, l'un est usiné et l'épitaxie a été réalisée sur un substrat SiC, l'autre est non usiné et réalisé sur un substrat saphir. Pour comparer les deux études, il faudrait prendre en compte un nombre de paramètres trop important.

Dans cette étude, la technique de déposition du diélectrique est la technique PECVD qui a déjà été expliquée dans le paragraphe précédent.

Ici, le dépôt d'une couche de SiN, quelle que soit l'épaisseur, crée une contrainte compressive aussi bien dans la couche d'AlGaN que dans la couche de GaN. Ceci peut être expliqué par le choix de la fréquence du plasma lors du dépôt du diélectrique. Pour avoir une contrainte en compression dans l'AlGaN, il faut que le film de passivation soit également en compression donc que le dépôt ait été réalisé à basses fréquences (20-450 kHz). La valeur de contrainte obtenue pour un dépôt de SiN d'épaisseur de 50 nm semble aberrant. Elle n'a donc pas été prise en compte pour la suite de l'interprétation. Sur la figure 2-30, nous observons une variation linéaire des contraintes dans les couches de GaN et d'AlGaN en fonction de

l'épaisseur du film diélectrique. L'influence de la couche de passivation est plus importante dans la couche d'AlGa_N, ce qui s'explique par le contact direct de cette couche avec la couche de passivation.

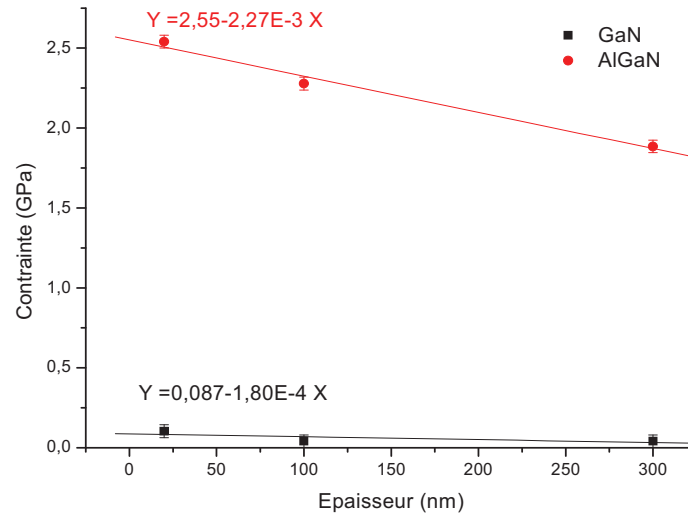


Figure 2-30 : Evolution de la contrainte en fonction de l'épaisseur du diélectrique déposé.

L'objectif atteint de cette étude est d'optimiser l'épaisseur de la couche de passivation pour contrôler les contraintes dans l'hétéroépitaxie AlGa_N/Ga_N.

3.2.5. Conclusions sur la passivation

Nous avons pu montrer l'intérêt de la microspectrométrie Raman pour la mesure de contrainte dans les hétérostructures AlGa_N/Ga_N liée à l'étape de passivation. Cette technique nous donne des informations sur le type de contrainte : extensive ou compressive, ceci est fonction de la fréquence du plasma lors du process PECVD de dépôt du film diélectrique. Elle permet de mesurer quantitativement la contrainte dans les différentes couches AlGa_N et Ga_N, ceci nous donne une évaluation de la densité d'électrons dans le gaz d'électrons (augmentation de N_s) et une estimation de la qualité de l'interface AlGa_N/Ga_N (détérioration). Selon l'épaisseur du film diélectrique déposé, nous avons remarqué une évolution de l'intensité de la contrainte dans les couches d'AlGa_N et Ga_N, ce qui permet d'optimiser l'épaisseur de dépôt du diélectrique pour contrôler l'état de contrainte de l'hétérostructure AlGa_N/Ga_N.

4. CONCLUSION

Dans ce chapitre, ont d'abord été présentés les spectres Raman des matériaux GaN et AlGaN en volume. Nous avons remarqué une dépendance de la fréquence du mode $A_1(\text{LO})$ du GaN au dopage et du mode $A_1(\text{LO})$ de l'AlGaN à la teneur en aluminium. Grâce à la source excitatrice de longueur d'onde appartenant au domaine de l'UV, une transition interbande indirecte a été mise en évidence dans le nitrure de gallium. L'ensemble de ces spectres de référence et les conclusions que nous en avons tirées vont nous servir à l'étude complète d'hétérostructure AlGaN/GaN. A partir de l'expression de la fonction diélectrique totale dans un système à deux dimensions tel que le gaz d'électrons bidirectionnel, nous avons montré qu'il n'existe aucun couplage phonon-plasmon au sein de ce type de dispositif. La technique de microspectrométrie Raman n'est donc pas adaptée à l'étude de la densité d'électrons dans les HEMTs AlGaN/GaN.

Enfin, les conséquences liées à l'étape de passivation des dispositifs électroniques AlGaN/GaN, notamment la création de contraintes, ont été largement présentées. En effet, la microspectrométrie Raman est une technique bien adaptée à la mesure de contrainte dans les semi-conducteurs et ici dans le nitrure de gallium. Les contraintes biaxiales que nous mesurons sont essentiellement dues à la déformation de maille et induisent un décalage linéaire en fréquence des phonons optiques. Ainsi nous pouvons déterminer le type de contraintes exercées dans le matériau : extensive ou compressive mais aussi avoir une mesure quantitative. Dans un premier temps, quatre passivations différentes ont été étudiées : le mode de dépôt du diélectrique influence le type de contrainte, l'intensité de la contrainte donne une évaluation de n_s et de la qualité de l'interface AlGaN/GaN. Dans un second temps, l'influence de l'épaisseur du film diélectrique sur l'intensité de la contrainte a été mise en évidence. Actuellement, l'étude des contraintes engendrées par le dépôt d'une couche de passivation est essentiellement une étude qualitative. Au niveau quantitatif, la comparaison entre les valeurs expérimentales et les valeurs simulées par éléments finis sont toujours en cours de développement au sein du laboratoire III-Vlab ALCATEL THALES.

Les résultats obtenus dans ce chapitre concernent des dispositifs HEMTs AlGaN/GaN non polarisés. Dans la suite du manuscrit, nous allons nous intéresser aux conséquences dans l'hétérostructure liées à la mise en fonctionnement des dispositifs. Ces conséquences sont essentiellement thermiques.

ANNEXE 1

Relation contraintes/déformations

Les tenseurs des contraintes (σ_{ij}) et des déformations (ϵ_{kl}) dans un cristal sont représentés par les matrices suivantes :

$$[\sigma] = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{bmatrix} \text{ et } [\epsilon] = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{bmatrix}$$

Si l'on reste en deçà d'une certaine limite, la limite élastique, les déformations subies par un cristal sont réversibles. De plus, pour de faibles déformations, on constate que la déformation est proportionnelle aux contraintes appliquées. Au niveau microscopique, cela implique que le tenseur des déformations d'un cristal peut être relié au tenseur des contraintes par une loi linéaire, la loi linéaire de Hooke :

$$\sigma_{ij} = \sum_{k,l} C_{ijkl} \epsilon_{kl}$$

où C_{ijkl} est le tenseur élastique qui, dans la symétrie wurtzite se simplifie en une matrice 6×6 des constantes élastiques C_{ij} ne comportant que 6 éléments indépendants : C_{11} , C_{12} , C_{13} , C_{33} , C_{44} et C_{66} . La notation de Voigt [33] est utilisée :

$$xx \rightarrow 1, yy \rightarrow 2, zz \rightarrow 3, yz, zy \rightarrow 4, zx, xz \rightarrow 5, xy, yx \rightarrow 6.$$

La loi de Hooke est alors également simplifiée :

$$\sigma_i = \sum_j C_{ij} \epsilon_j$$

La contrainte dans les couches de GaN épitaxiées suivant l'axe \bar{c} (axe $[0001]$) est provoquée par le désaccord des paramètres de maille a et/ou par les différences des coefficients de dilatation thermique de la couche et du substrat. Cette contrainte est dirigée le long du plan de base (parallèle au substrat). Aucune force n'est appliquée dans la direction de croissance, le cristal peut se relaxer librement dans cette direction. Il en résulte uniquement une déformation biaxiale qui implique :

$$\epsilon_6 = \epsilon_5 = \epsilon_4 = 0$$

$$\epsilon_1 = \epsilon_2$$

$$\epsilon_3 = -2 \frac{C_{13}}{C_{33}} \epsilon_1$$

Et entraîne des contraintes :

$$\sigma_6 = \sigma_5 = \sigma_4 = 0$$

$$\sigma_1 = \sigma_2$$

$$\sigma_3 = 0$$

$$\sigma_1 = (C_{11} + C_{12})\varepsilon_1 + C_{13}\varepsilon_3$$

$$\sigma_1 = \hat{C}\varepsilon_1 \text{ avec } \hat{C} = C_{11} + C_{12} - 2\frac{C_{13}^2}{C_{33}}$$

Les termes ε_1 et ε_3 correspondent aux variations relatives des constantes de maille a et c tels que :

$$\varepsilon_1 = \frac{a - a_0}{a_0} \text{ et } \varepsilon_3 = \frac{c - c_0}{c_0}$$

où a_0 et c_0 sont les paramètres de maille du cristal relaxé.

Relation contrainte-polarisation piézoélectrique

La polarisation piézoélectrique peut être exprimée en fonction des modules piézoélectriques d_{il} ou en fonction des constantes piézoélectriques e_{kl} .

Modules piézoélectriques

La polarisation piézoélectrique pour des matériaux à structure hexagonale appartenant au groupe cristallographique C_{6v} [29] est donnée par :

$$P_i^{pz} = \sum_l d_{il} \sigma_l \text{ avec } i=1,2,3 \text{ et } l=1,\dots,6$$

où P_i^{pz} sont les composantes de la polarisation piézoélectrique et d_{il} sont les modules piézoélectriques. En utilisant les relations de symétrie entre les modules piézoélectriques $d_{31}=d_{32}$, $d_{33}\neq 0$, $d_{15}=d_{24}$ (toutes les autres composantes d_{il} sont nulles), l'équation ci-dessus se réduit au système à trois équations suivant :

$$P_1^{pz} = \frac{1}{2} d_{15} \sigma_5$$

$$P_2^{pz} = \frac{1}{2} d_{15} \sigma_4$$

$$P_3^{pz} = d_{31}(\sigma_1 + \sigma_2) d_{33} \sigma_3$$

En gardant à l'esprit que pour une contrainte biaxiale, cas des hétérostructures à base de nitrure de gallium, $\sigma_1 = \sigma_2$, $\sigma_3 = 0$ et que les contraintes de cisaillement sont négligeables

($\sigma_4 = \sigma_5 = 0$), la polarisation piézoélectrique a seulement une composante qui est dirigée le long de l'axe \bar{c}

$$P_3^{pz} = 2d_{31}\sigma_1 = 2d_{31}\varepsilon_1 \left(C_{11} + C_{12} - 2\frac{C_{13}^2}{C_{33}} \right)$$

Constantes piézoélectriques

En général, les constantes piézoélectriques e_{kl} sont plus utilisées que les modules piézoélectriques pour décrire les propriétés piézoélectriques des nitrures d'éléments III. Elles sont calculées à partir de la relation suivante :

$$e_{kl} = \sum_j d_{kj} C_{jl} \text{ où } k=1,2,3 \quad l=1,\dots,6 \quad j=1,\dots,6$$

La polarisation piézoélectrique peut être alors exprimée en fonction de la déformation par la relation suivante :

$$P_k^{pz} = \sum_l e_{kl}\varepsilon_l \text{ où } k=1,2,3 \text{ et } l=1,\dots,6$$

Pour un cristal hexagonal, les relations entre les constantes et modules piézoélectriques peuvent être réduites à trois équations :

$$e_{31} = e_{32} = C_{11}d_{31} + C_{12}d_{32} + C_{13}d_{33} = (C_{11} + C_{12})d_{31} + C_{13}d_{33}$$

$$e_{33} = 2C_{13}d_{31} + C_{33}d_{33}$$

$$e_{15} = e_{24} = C_{44}d_{15}$$

Toutes les autres composantes e_{kl} sont nulles.

La composante de polarisation piézoélectrique dirigée le long de l'axe de croissance \bar{c} et causée par la contrainte biaxiale s'écrit :

$$P_3^{pz} = \varepsilon_1 e_{31} + \varepsilon_2 e_{32} + \varepsilon_3 e_{33} = 2\varepsilon_1 e_{31} + \varepsilon_3 e_{33}$$

$$P_3^{pz} = 2\varepsilon_1 \left(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right)$$

$$\text{où } \varepsilon_3 = -2\frac{C_{13}}{C_{33}}\varepsilon_1 \text{ et } \left(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) < 0$$

La polarisation piézoélectrique le long de l'axe \bar{c} dépend linéairement de la déformation du paramètre de maille a ($\varepsilon_1 = \frac{a_{\text{contraint}} - a_{\text{relaxé}}}{a_{\text{relaxé}}}$).

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 2

- [1] M. Kuball, "Raman spectroscopy of GaN, AlGa_N and AlN for process and growth monitoring/control," *Surface and Interface Analysis*, vol. 31, pp. 987-999, 2001.
- [2] H. Harima, "Properties of GaN and related compounds studied by means of Raman scattering," *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 14, pp. R967-R993, 2002.
- [3] I. De Wolf, J. Jimenez, J.-P. Landesman, C. Frigeri, P. Braun, E. Da Silva, and E. Calvet, "Raman and Luminescence Spectroscopy for Microelectronics : Catalogue of optical and physical parameters "Nostradamus" project SMT4-CT-95-2024," European commission, Luxembourg 1998.
- [4] S. Perkowitz, *Optical characterization of semiconductors*: Academic press, 1993.
- [5] J. F. Muth, J. H. Lee, I. K. Shmagin, R. M. Kolbas, J. H. C. Casey, B. P. Keller, U. K. Mishra, and S. P. DenBaars, "Absorption coefficient, energy gap, exciton binding energy, and recombination lifetime of GaN obtained from transmission measurements," *Applied Physics Letters*, vol. 71, pp. 2572-2574, 1997.
- [6] J. F. Muth, J. D. Brown, M. A. L. Johnson, Z. Yu, R. M. Kolbas, J. W. Cook, Jr., and J. F. Schetzina, "Absorption coefficient and refractive index of GaN, AlN and AlGa_N alloys," *Materials Research Society Symposium Proceedings*, vol. 537, pp. G5 2/1-G5 2/6, 1999.
- [7] H. Demiryont, L. R. Thompson, and G. J. Collins, "Optical properties of aluminum oxynitrides deposited by laser-assisted CVD," *Appl. Opt.*, vol. 25, pp. 1311-1318, 1986.
- [8] J. G. H. Watson, W. B. Daniels, and C. S. Wang, "Measurements of Raman intensities and pressure dependence of phonon frequencies in sapphire," *Journal of Applied Physics*, vol. 52, pp. 956-958, 1981.
- [9] H. Siegle, G. Kaczmarczyk, L. Filippidis, A. P. Litvinchuk, A. Hoffmann, and C. Thomsen, "Zone-boundary phonons in hexagonal and cubic GaN," *Physical Review B*, vol. 55, p. 7000, 1997.
- [10] S. M. Sze, *Semiconductor Devices, Physics and Technology*: John Wiley and Sons, 1985.
- [11] S. Barbet, "Etude par microscopie à champ proche de matériaux III-V pour émetteurs électroniques planaires," Thèse, Université des Sciences et Technologies de Lille, 2008.

- [12] P. Perlin, J. Camassel, W. Knap, T. Taliercio, J. C. Chervin, T. Suski, I. Grzegory, and S. Porowski, "Investigation of longitudinal-optical phonon-plasmon coupled modes in highly conducting bulk GaN," *Applied Physics Letters*, vol. 67, pp. 2524-2526, 1995.
- [13] C. Carlone, K. M. Lakin, and H. R. Shanks, "Optical phonons of aluminum nitride," *Journal of Applied Physics*, vol. 55, pp. 4010-4014, 1984.
- [14] S. Yamazaki, A. Ushirokawa, and T. Katoda, "Effect of clusters on long-wavelength optical phonons in Ga_xIn_xAs," *Journal of Applied Physics*, vol. 51, pp. 3722-3729, 1980.
- [15] A. Cros, H. Angerer, R. Handschuh, O. Ambacher, and M. Stutzmann, "Raman characterization of the optical phonons in Al_xGa_{1-x}N layers grown by MBE and MOCVD," *MRS Internet Journal of Nitride Semiconductor Research [Electronic Publication]*, vol. 2, p. No pp Given, 1997.
- [16] V. Y. Davydov, I. N. Goncharuk, A. N. Smirnov, A. E. Nikolaev, W. V. Lundin, A. S. Usikov, A. A. Klochikhin, J. Aderhold, J. Graul, O. Semchinova, and H. Harima, "Composition dependence of optical phonon energies and Raman line broadening in hexagonal Al_xGa_{1-x}N alloys," *Physical Review B*, vol. 65, p. 125203, 2002.
- [17] F. Demangeot, J. Groenen, J. Frandon, M. A. Renucci, O. Briot, S. Clur, and R. L. Aulombard, "Coupling of GaN- and AlN-like longitudinal optic phonons in Ga_{1-x}Al_xN solid solutions," *Applied Physics Letters*, vol. 72, pp. 2674-2676, 1998.
- [18] F. Demangeot, J. Frandon, M. A. Renucci, H. S. Sands, D. N. Batchelder, O. Briot, and S. Ruffenach-Clur, "Far UV resonant Raman scattering in hexagonal Ga_{1-x}Al_xN alloys," *Solid State Communications*, vol. 109, pp. 519-523, 1999.
- [19] H. Mathieu, *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques, 5e édition*, DUNOD ed., 2004.
- [20] J. L. Farvacque, *Initiation à la théorie quantique des solides*: Ellipses, 2009.
- [21] J.-L. Farvacque, "Formalization for the study of conductivity in multisubband quantum wells," *Physical Review B*, vol. 67, p. 195324, 2003.
- [22] J. Lindhard, *K. Danske Vidensk. Selsk. mat.-fys., Medd.* 28, 1954.
- [23] F. Demangeot, J. Frandon, M. A. Renucci, O. Briot, B. Gil, and R. L. Aulombard, "Raman determination of phonon deformation potentials in [alpha]-GaN," *Solid State Communications*, vol. 100, pp. 207-210, 1996.
- [24] F. Demangeot, J. Frandon, P. Baules, F. Natali, F. Semond, and J. Massies, "Phonon deformation potentials in hexagonal GaN," *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, vol. 69, pp. 155215-5, 2004.

-
- [25] J. M. Wagner and F. Bechstedt, "Properties of strained wurtzite GaN and AlN: Ab initio studies," *Physical Review B*, vol. 66, p. 115202, 2002.
- [26] J.-M. Wagner and F. Bechstedt, "Electronic and Phonon Deformation Potentials of GaN and AlN: Ab initio Calculations versus Experiment," *physica status solidi (b)*, vol. 234, pp. 965-969, 2002.
- [27] H. H. Berger, "Models for contacts to planar devices," *Solid-State Electronics*, vol. 15, pp. 145-158, 1972.
- [28] Y. Li, H. B. Harrison, and G. K. Reeves, "Correcting separation errors related to contact resistance measurement," *Microelectronics Journal*, vol. 29, pp. 21-30, 1998.
- [29] N. Vellas, "Etudes expérimentales de transistors HFET de la filière Nitrure de Gallium pour des applications de puissance hyperfréquences," Thèse, Université de Lille1, 2003.
- [30] M. A. Mastro, J. R. LaRoche, N. D. Bassim, and J. C. R. Eddy, "Simulation on the effect of non-uniform strain from the passivation layer on AlGaIn/GaN HEMT," *Microelectronics Journal*, vol. 36, pp. 705-711, 2005.
- [31] P. Kordos, P. Kudela, D. Gregusova, and D. Donoval, "The effect of passivation on the performance of AlGaIn/GaN heterostructure field-effect transistors," *Semiconductor Science and Technology*, vol. 21, pp. 1592-1596, 2006.
- [32] Y. Ohno, T. Nakao, S. Kishimoto, K. Maezawa, and T. Mizutani, "Effects of surface passivation on breakdown of AlGaIn/GaN high-electron-mobility transistors," *Applied Physics Letters*, vol. 84, pp. 2184-2186, 2004.
- [33] O. Ambacher, J. Majewski, C. Miskys, A. Link, M. Hermann, M. Eickhoff, M. Stutzmann, F. Bernardini, V. Fiorentini, V. Tilak, B. Schaff, and L. F. Eastman, "Pyroelectric properties of Al(In)GaIn/GaN hetero- and quantum well structures," *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 14, pp. 3399-3434, 2002.

Chapitre 3

MESURE DE TEMPERATURE DANS DES STRUCTURES HEMTs A BASE DE GaN

3

Mesure de température dans des structures HEMTs à base de GaN

- Sommaire -

1. INTRODUCTION	115
2. AUTO-ECHAUFFEMENT DES HEMTs EN FONCTIONNEMENT.....	115
2.1. Conductivité thermique du nitrure de gallium	115
2.2. Influence du substrat sur la dissipation thermique	117
2.3. Conséquences de l'auto-échauffement	120
<i>2.3.1. Evolution des propriétés physiques de l'hétérojonction.....</i>	<i>121</i>
<i>Evolution de la bande interdite avec la température.....</i>	<i>121</i>
<i>Evolution de la mobilité des électrons du gaz bidimensionnel</i>	<i>121</i>
<i>Evolution de la vitesse de saturation des électrons du gaz bidimensionnel.....</i>	<i>124</i>
<i>2.3.2. Evolution des propriétés électriques du transistor HEMT.....</i>	<i>125</i>
3. PRINCIPE DE MESURE DE LA TEMPERATURE DANS LE GaN PAR SPECTROMETRIE RAMAN	127
<i>Première méthode</i>	<i>127</i>
<i>Seconde méthode.....</i>	<i>129</i>
<i>Troisième méthode.....</i>	<i>131</i>

4. MESURE DE LA TEMPERATURE DU COMPOSANT EN FONCTIONNEMENT EN REGIME STATIQUE	132
4.1. Méthodologie	132
4.2. Composant test TLM	134
4.3. Analyse d'un HEMT AlGaN/GaN 1 grille (QQ101).....	139
<i>Excitation visible.....</i>	<i>139</i>
<i>Excitation UV.....</i>	<i>141</i>
5. ANALYSE D'UN HEMT AlGaN/GaN MULTIGRILLE	143
5.1. Présentation des échantillons	143
5.2. Température de fonctionnement en fonction de la densité de puissance	144
5.3. Répartition de la température issue de l'auto-échauffement sur l'ensemble du composant en fonctionnement	149
5.4. Influence de la résistance thermique à l'interface GaN/SiC	151
<i>Première méthode</i>	<i>151</i>
<i>Seconde méthode.....</i>	<i>153</i>
6. CONCLUSION	157
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 3	159

1. INTRODUCTION

Ce chapitre est consacré à l'étude par microspectrométrie Raman des effets thermiques dans les transistors HEMTs AlGa_N/Ga_N en fonctionnement. Dans un premier temps, nous présenterons l'auto-échauffement des HEMTs en fonctionnement et ses conséquences sur les propriétés physiques de l'hétérojonction et les propriétés électriques du composant. Nous expliquerons ensuite le principe de mesure de température dans les semi-conducteurs tel que le Ga_N par microspectrométrie Raman. Et nous terminerons par les résultats obtenus sur des dispositifs de type HEMT AlGa_N/Ga_N en fonctionnement en régime statique : composant test TLM, transistor une grille et transistor multi-grille.

2. AUTO-ECHAUFFEMENT DES HEMTs EN FONCTIONNEMENT

A la mise en fonctionnement d'un transistor de puissance HEMT AlGa_N/Ga_N, la densité de puissance injectée (exprimée en W/mm) produit un échauffement qui limite les performances du composant. Typiquement, pour une densité de puissance de 20 W/mm, la température de fonctionnement atteinte est d'environ 600 K. Les conséquences de cet auto-échauffement sont atténuées en améliorant la dissipation thermique au sein de l'hétérostructure. Dans cette partie, nous présentons la conductivité thermique du nitrure de gallium, l'influence du substrat sur la dissipation thermique et les conséquences de l'auto-échauffement sur les propriétés physiques et électriques.

2.1. Conductivité thermique du nitrure de gallium

Il existe trois modes de transfert thermique :

- conduction : échange d'énergie avec contact quand il existe un gradient de température au sein d'un système
- convection : transfert d'énergie qui s'accompagne de mouvement de molécules dans un fluide
- rayonnement (radiation) : transfert par électromagnétisme.

Raphaël Aubry a déterminé dans sa thèse [1] l'impact de ces différents mécanismes de transfert de la puissance dissipée dans les composants électroniques.

Dans un solide de type diélectrique, la conduction thermique est assurée par les vibrations élastiques du réseau cristallin : les phonons. L'expression de la conductivité thermique d'un solide et les phénomènes de diffusion des phonons sont détaillés en annexe 1.

La conductivité thermique du nitrure de gallium varie de façon significative en fonction de la température (interaction phonon-phonon), de la concentration des défauts cristallins dans le matériau et de la concentration des impuretés. Ceci est illustré par les figures 3-1, 3-2 et 3-3 issues des travaux de Zou [2].

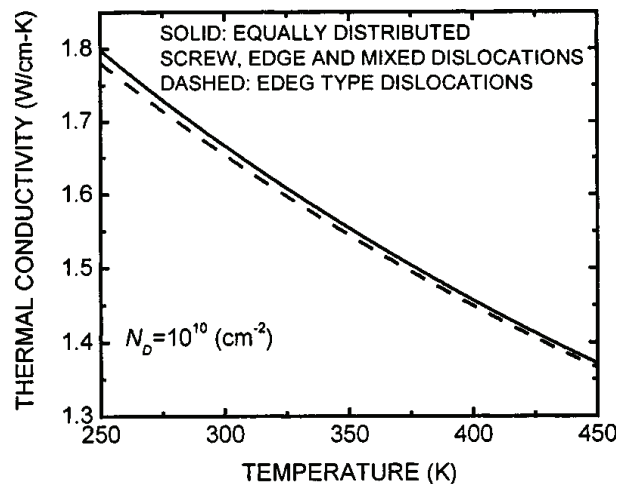


Figure 3-1 : Evolution de la conductivité thermique du GaN wurtzite en fonction de la température [2].

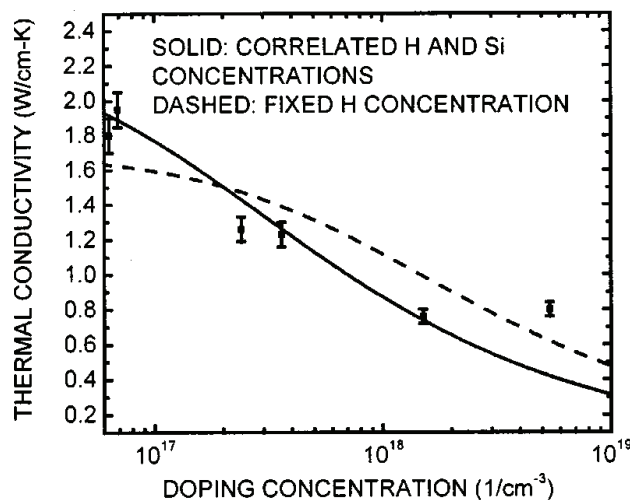


Figure 3-2 : Evolution de la conductivité thermique du GaN wurtzite en fonction du dopage [2].

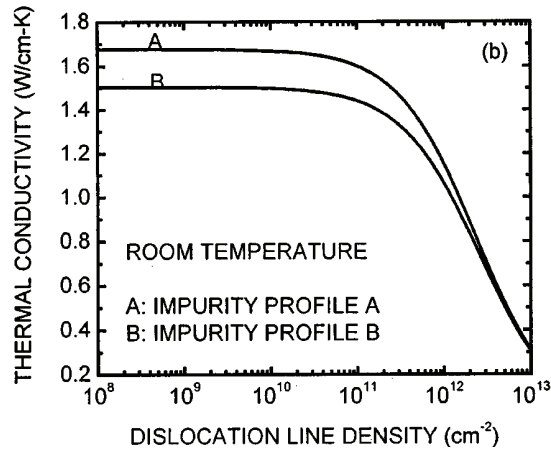


Figure 3-3 : Evolution de la conductivité thermique du GaN wurtzite en fonction de la densité de dislocations (pour deux concentrations d'impuretés différentes) [2].

Les couches de nitrure de gallium que nous avons étudiées dans la suite de ce manuscrit sont non intentionnellement dopées et leur taux de dislocation est en moyenne de 10^8 cm^{-2} , ce qui nous permet de ne tenir compte que de la dépendance de la conductivité thermique du GaN en fonction de la température. La conductivité thermique d'un matériau traduisant sa capacité à dissiper la chaleur, la figure 3-1 permet alors de prévoir à haute température de fonctionnement une mauvaise dissipation thermique dans la couche de GaN de la structure HEMT lors de l'auto-échauffement.

Les effets des phénomènes de convection et de radiation sont supposés négligeables car ils sont inférieurs à 1,5 % par rapport à la conduction.

2.2. Influence du substrat sur la dissipation thermique

Le comportement des composants de puissance tels que le HEMT AlGaIn/GaN confrontés à d'importantes contraintes thermiques dépend, en grande partie, des propriétés du substrat sur lequel s'est effectuée la croissance. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, les substrats les plus utilisés à l'heure actuelle pour l'hétéroépitaxie AlGaIn/GaN sont le saphir (Al_2O_3), le carbure de silicium (SiC) et le silicium (Si). Les paramètres pris en compte pour déterminer le choix du substrat sont : le désaccord de maille, le coût et la conductivité thermique (cf. Tableau 3-1). Le carbure de silicium a la meilleure conductivité thermique, l'évacuation des calories se fait donc de façon nettement plus efficace que dans les autres substrats comme le montre la figure 3-4 [3]. Malgré le coût élevé du SiC, celui-ci demeure le meilleur candidat

pour les applications de puissance qui amènent irrémédiablement à un échauffement du composant qui limite ses performances haute puissance et haute fréquence.

Substrat	Conductivité thermique ($W.cm^{-1}.K^{-1}$)
Al_2O_3	0.5
4H SiC	4.5
Si (111)	1.5

Tableau 3-1 : Conductivité thermique des matériaux Carbure de Silicium, Saphir et Silicium.

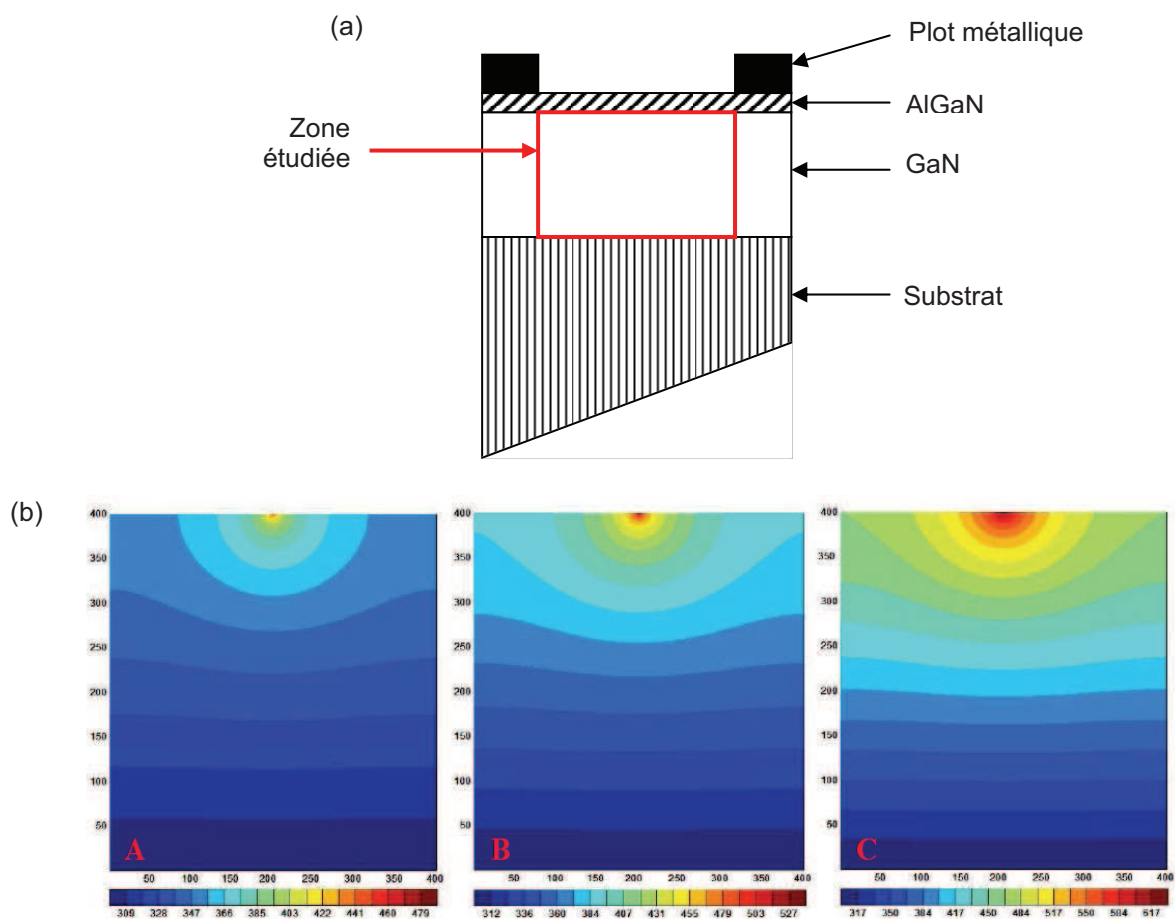


Figure 3-4 : Distribution spatiale de la température dans la couche de GaN d'une structure TLM en régime de fonctionnement

(a) structure TLM et zone étudiée pour la simulation par la méthode des éléments finis
(b) cartographies obtenues pour 3 substrats différents (A : SiC, B : Si et C : Saphir) ([3, 4]).

Lors du fonctionnement d'un transistor HEMT AlGa_N/Ga_N sur substrat SiC, dans la zone où la densité de puissance est la plus élevée en bord de grille côté drain (cf. Figure 3-5), on constate un échauffement intense et local : cette zone est appelée « point chaud » ou « hot spot ». Néanmoins, une rapide chute en température dans le reste de l'hétérostructure est attendue compte tenu de la très haute conductivité du substrat SiC (cf. figure 3-6).

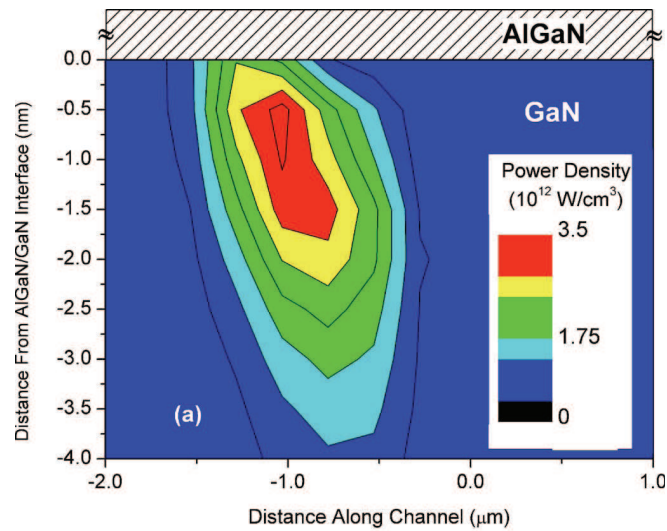


Figure 3-5 : Distribution de la densité de puissance dans une hétérostructure HEMT AlGa_N/Ga_N sur substrat SiC ($V_{DS}=4V$ et $V_{GS}=0V$) [5].

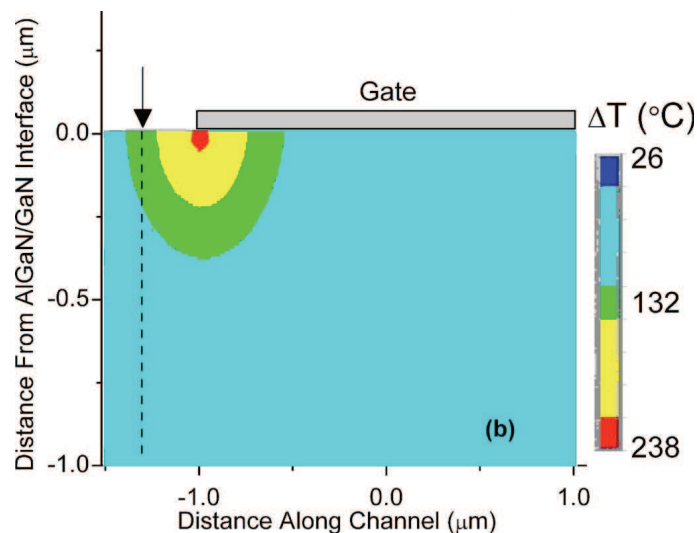


Figure 3-6 : Simulation de l'état thermique d'une hétérostructure HEMT AlGa_N/Ga_N sur substrat SiC ($V_{DS}=6V$ et $V_{GS}=0V$) [5].

Lors du processus de dissipation thermique, une discontinuité de température est observée entre le GaN et le SiC (cf. figure 3-7). Cette discontinuité est le résultat de la résistance thermique à l'interface GaN/SiC notée R_{th} qui s'écrit [6-8]. :

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{P_{diss}} \quad Eq. 3-1$$

où $\Delta T_{GaN/SiC} = T_{GaN} - T_{SiC}$ est la différence de température en K entre les deux couches GaN et SiC et P_{diss} la densité de puissance dissipée en W/m. La résistance thermique est donc inversement proportionnelle à la densité de puissance dissipée.

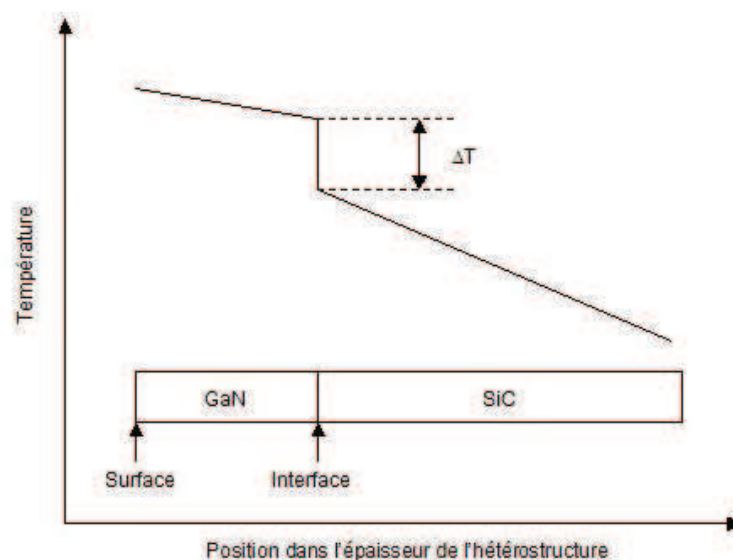


Figure 3-7 : Evolution de la température due à l'auto-échauffement du composant en fonctionnement en fonction de la position dans toute l'épaisseur de l'hétérostructure.

2.3. Conséquences de l'auto-échauffement

Après avoir présenté l'état thermique des transistors HEMTs AlGaN/GaN par auto-échauffement, nous allons nous intéresser ici aux conséquences de cet échauffement sur les propriétés physiques de l'hétérojonction et les propriétés électriques du composant.

2.3.1. Evolution des propriétés physiques de l'hétérojonction

Evolution de la bande interdite avec la température

La taille de la bande interdite confère des caractéristiques électriques importantes à chaque semi-conducteur. En effet, la largeur de bande interdite fixe la limite en température en-dessous de laquelle le dispositif peut fonctionner sans détérioration, ainsi que l'aptitude du semi-conducteur à résister aux radiations. La largeur de bande interdite élevée du GaN (3,43 eV à 298 K) permet de travailler avec de fortes tensions à de hautes températures. Cependant, cette largeur de bande interdite décroît avec la température (cf. figure 3-8) selon l'équation Eq. 1-3 donnée dans le premier chapitre.

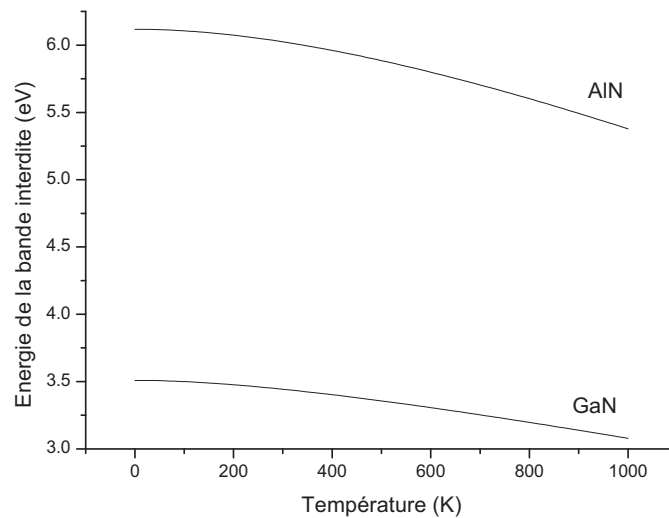


Figure 3-8 : Evolution de la bande interdite du GaN et de l'AlN en fonction de la température.

Evolution de la mobilité des électrons du gaz bidimensionnel

L'efficacité du HEMT par rapport au transistor conventionnel résulte des propriétés de haute mobilité du gaz bidimensionnel d'électrons formé à l'interface de l'hétérojonction AlGaIn/GaN. La mobilité des électrons dans le gaz bidimensionnel de l'hétérostructure AlGaIn/GaN est un paramètre crucial du transport de charge qui atteste de la qualité de l'hétéroépitaxie et permet de caractériser les performances du transistor. La mobilité (notée μ , unité : $\text{cm}^2/\text{V.s}$) étant liée au libre parcours sans choc dans le semi-conducteur, toute modification du réseau cristallin entraîne une modification de cette mobilité. Par exemple,

l'ajout d'atomes dopants ou l'élévation de la température (cf. figure 3-9 [9]), créent des perturbations dans le cristal qui réduisent la mobilité.

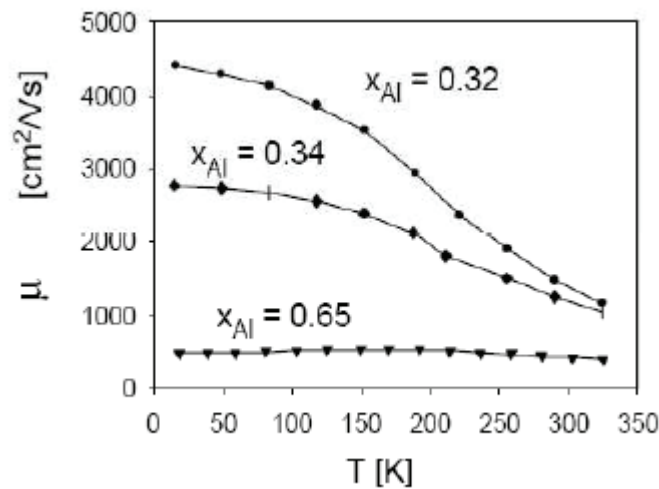


Figure 3-9 : Evolution de la mobilité des électrons en fonction de la température pour différentes teneurs en aluminium (x_{Al}) dans une couche d' $Al_xGa_{1-x}N$ [9].

Le modèle présenté sur la figure 3-10 représente l'évolution générale de la mobilité des électrons en fonction de la température (courbe continue). Cinq principaux mécanismes de diffusion des porteurs interviennent dans ce modèle :

- la diffusion par les phonons optiques polaires : courbe a (mécanisme dominant pour les températures supérieures à 150 K, c'est donc le facteur principal de chute de mobilité des électrons dans le fonctionnement des transistors de puissance)
- la diffusion par l'état de rugosité de l'interface : courbe b (facteur principal à basse température $T < 100$ K)
- la diffusion par le potentiel de déformation couplé aux effets piézoélectriques : courbe c
- la diffusion par les dislocations : courbe d
- la diffusion par les impuretés résiduelles : courbe e (facteur le moins intense).

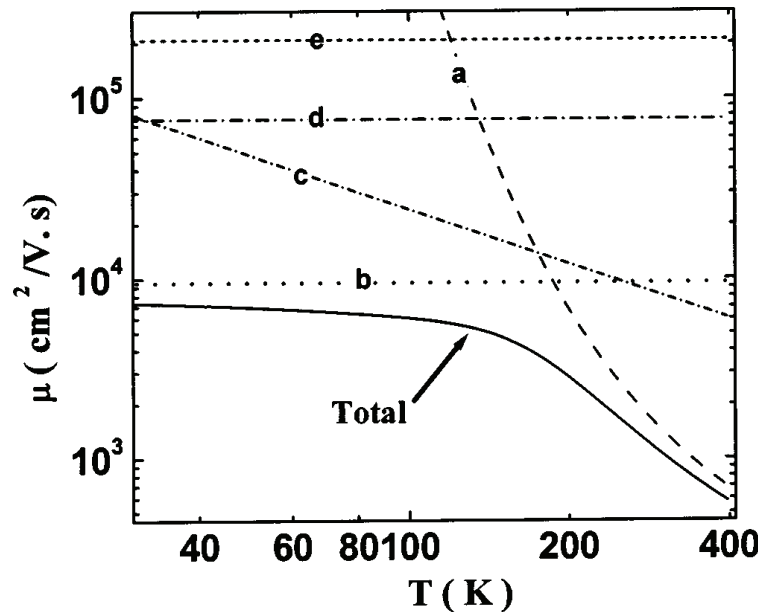


Figure 3-10 : Evolution générale de la mobilité des électrons dans le gaz bidimensionnel en fonction de la température avec les différents mécanismes de diffusion associés [10].

La densité de porteurs intrinsèques est également fonction de la température :

$$n^2 = AT^3 e^{-\frac{E_g(0K)}{kT}} \quad \text{Eq. 3-2}$$

où A est une constante dépendante du matériau mais indépendante de la température, $E_g(0K)$ est la valeur du gap à 0 K, k est la constante de Boltzmann. Comme nous l'avons vu un peu plus haut, $E_g(T)$ ne varie que très lentement en fonction de la température. La densité de porteurs intrinsèques est donc principalement une fonction exponentielle de la température.

Le facteur T^3 est nettement moins important que le facteur $e^{-\frac{E_g(0K)}{kT}}$. La densité de porteurs intrinsèques est donc un paramètre important à prendre en compte pour des applications à hautes températures (cf. figure 3-11 [11]). On constate que les matériaux grand gap qui ont une faible valeur de densité de porteurs intrinsèques ont aussi un faible courant de fuite pour des valeurs de température importantes.

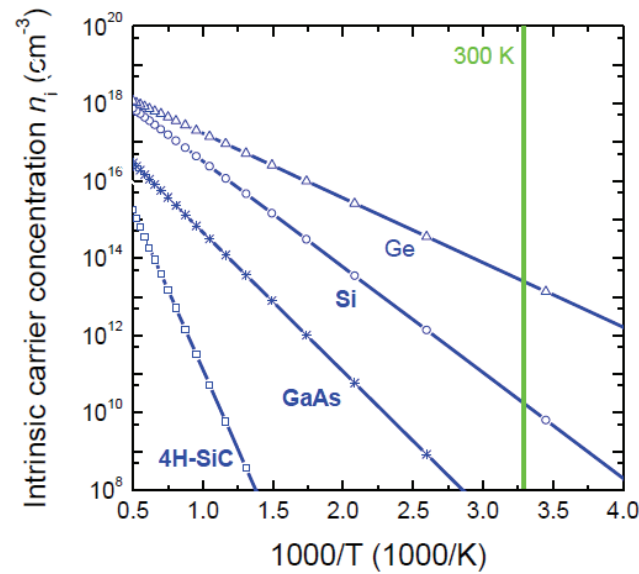


Figure 3-11 : Evolution de la densité de porteurs intrinsèques en fonction de la température pour différents semi-conducteurs [11].

Evolution de la vitesse de saturation des électrons du gaz bidimensionnel

La vitesse de dérive des électrons dans le gaz bidimensionnel (notée \vec{V} , unité : cm/s) s'écrit :

$$\vec{V} = \mu \vec{E} \quad \text{Eq. 3-3}$$

Cette vitesse de dérive des porteurs est continûment croissante avec le champ électrique jusqu'à la saturation V_{sat} . Le modèle proposé par Quay [12] définit la variation de la vitesse de saturation en fonction de la température par la relation suivante (cf. figure 3-12) :

$$\frac{V_{\text{sat}}(T)}{V_{\text{sat}}(300\text{K})} = \frac{1}{(1 - k_v) + k_v \left(\frac{T}{300} \right)} \quad \text{Eq. 3-4}$$

avec $k_{V\text{GaN}} = 0.15$ et $V_{\text{sat}}(300\text{K})$ la vitesse de saturation à la température ambiante et déterminée expérimentalement.

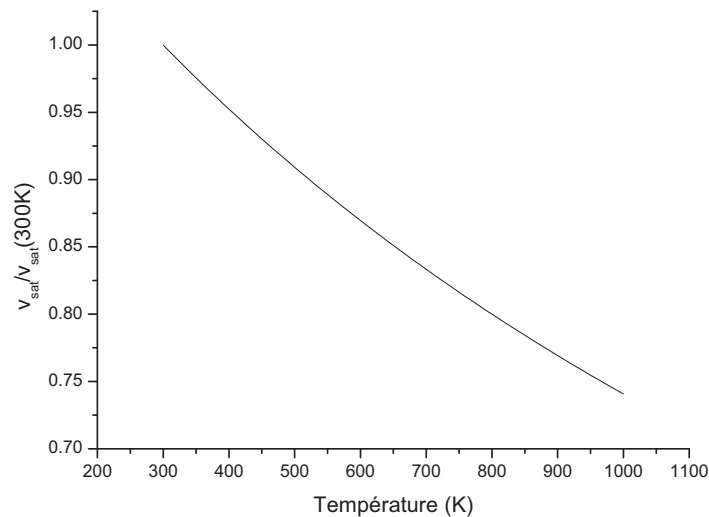


Figure 3-12 : Evolution de la vitesse de saturation des électrons du gaz bidimensionnel, normée, en fonction de la température.

2.3.2. Evolution des propriétés électriques du transistor HEMT

Les propriétés électriques du transistor HEMT AlGaIn/GaN sont également affectées par l'auto-échauffement. Le réseau de caractéristiques en régime continu (cf. figure 3-13) se décompose en trois parties distinctes : la zone linéaire où le composant à un comportement ohmique, la zone de transition et la zone de saturation à courant constant. Les effets thermiques se traduisent dans un premier temps par un décalage de la pente dans la région linéaire, mais aussi par un déclin du courant de drain quand la tension de drain augmente, notamment en canal ouvert ($V_{GS} = 0$ V). L'auto-échauffement produit par l'accroissement de la puissance injectée réduit la mobilité des porteurs et fait donc chuter le courant résultant.

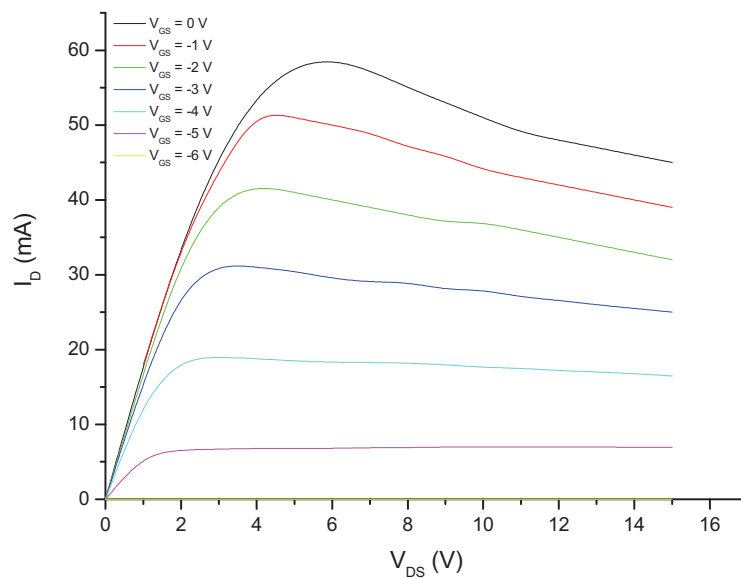


Figure 3-13 : Effet thermique sur le réseau de caractéristiques d'un transistor HEMT AlGaIn/GaN sur substrat SiC.

Ce paragraphe dédié aux conséquences de l'auto-échauffement des transistors à base de nitrure de gallium en fonctionnement démontre toute la légitimité des études thermiques des composants électroniques à base de nitrure de gallium. Il existe différentes techniques de métrologie thermique : microspectroscopie infrarouge, caractérisations électriques (mesures pulsées), thermorélectance ... Cependant, la microspectrométrie Raman est une technique non destructive et sans contact qui permet une analyse en trois dimensions de l'échantillon solide à analyser avec des résolutions spatiales et spectrales remarquables. L'analyse en profondeur se fait en changeant la longueur d'onde du faisceau monochromatique d'excitation.

Nous montrons dans le paragraphe suivant que les études en température des transistors HEMTs AlGaIn/GaN par microspectrométrie Raman permettent de mesurer la température des composants en fonctionnement. Ces mesures peuvent servir à optimiser l'architecture des transistors pour réduire l'auto-échauffement et améliorer leur durée de vie.

3. PRINCIPE DE MESURE DE LA TEMPERATURE DANS LE GaN PAR SPECTROMETRIE RAMAN

Ce paragraphe explique le principe des mesures de température de composants électroniques de type HEMT AlGaIn/GaN en fonctionnement en régime statique par microspectrométrie Raman.

La mesure thermique par microspectrométrie Raman se déduit du transfert d'énergie inélastique entre les photons incidents et les phonons. La température du composant est indépendante de la lumière incidente, donc toutes les conclusions sont basées sur les changements de comportement des phonons du cristal. Tous les paramètres des phonons qui sont modifiés avec la température, i. e. leur population, durée de vie ou énergie, peuvent être utilisés pour sonder l'état thermique du composant. L'élévation de la température dans le composant provoque la dilatation thermique du cristal et donc une augmentation du volume, ce qui entraîne une modification de la fréquence de vibration des phonons. L'élévation de la température modifie également la population des phonons selon la loi de Boltzmann. L'intensité de la diffusion Raman est alors modifiée.

La température dans les semi-conducteurs peut être mesurée de trois façons différentes par spectrométrie Raman. La première méthode utilise le rapport d'intensité des raies Stokes et anti-Stokes, la seconde méthode utilise le déplacement de la fréquence de la raie Raman Stokes (car c'est la plus intense), la troisième méthode utilise la largeur à mi-hauteur de la raie Raman Stokes.

Première méthode

Comme nous l'avons déjà vu dans le premier chapitre § 3.1.1.2., le rapport des intensités Stokes et anti-Stokes dépend de la température selon l'équation Eq. 1-12 que nous rappelons ici :

$$\frac{I_{AS}}{I_S} = \left(\frac{\nu_0 + \nu_v}{\nu_0 - \nu_v} \right)^3 e^{-\frac{h\nu_v}{k_B T}} \quad \text{Eq 1-16}$$

Dans la littérature, le rapport $\left(\frac{\nu_0 + \nu_v}{\nu_0 - \nu_v} \right)$ est parfois écrit à la quatrième puissance au lieu de la troisième. En effet, l'intensité du signal Raman est proportionnelle à la fréquence de la source excitatrice à la puissance quatre. Cependant, l'intensité que l'on mesure expérimentalement

avec le détecteur correspond à un nombre de photons détectés, la puissance trois est alors utilisée.

Le principe de mesure de la température consiste à mesurer les intensités des raies Stokes et anti-Stokes, puis à obtenir la température du matériau étudié à l'aide de cette expression.

Les spectres de la figure 3-14 montrent l'influence de la température sur l'intensité des pics Stokes et anti-Stokes du mode $E_2(\text{high})$. Ils ont été enregistrés avec le microspectromètre Raman Labram Visible et la source excitatrice de longueur d'onde 632.8 nm. Les mesures sont prises à trois températures différentes : température ambiante, 373 K et 473 K. Nous observons bien la variation du rapport des intensités en fonction de la température.

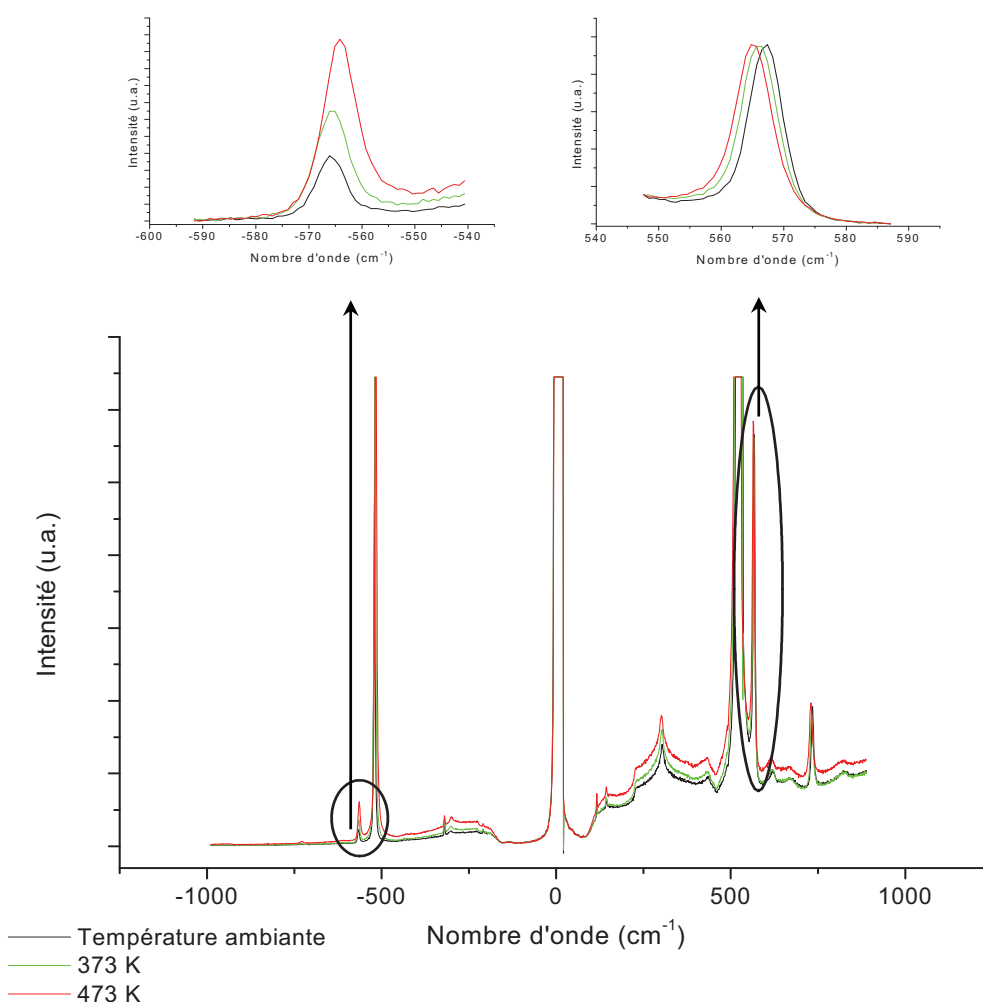


Figure 3-14 : Influence de la température sur l'intensité des raies Stokes et anti-Stokes du mode $E_2(\text{high})$ du GaN.

(LabRAM Visible, $\lambda_{\text{excitatrice}} = 632,8 \text{ nm}$, objectif 100 \times , temps d'acquisition 10s, densité optique D0).

Les inconvénients de cette méthode sont les suivants :

- deux mesures distinctes sont nécessaires : une pour le signal Stokes et l'autre pour le signal anti-Stokes
- le signal anti-Stokes étant relativement faible, les temps d'acquisition requis sont longs pour obtenir une estimation correcte de la température
- l'intensité du signal Raman étant dépendant de la puissance du laser, celle-ci doit être très stable pendant les mesures

Les avantages de cette méthode sont les suivants :

- elle est complètement indépendante du matériau étudié : aucune connaissance sur les bandes Raman du matériau n'est requise
- elle fournit une température absolue : aucune mesure de référence à une température donnée n'est requise.

Seconde méthode

La dépendance du déplacement de la raie Stokes avec la température s'exprime sous la forme :

$$\omega(T) = \omega_0 - \frac{A}{e^{\frac{B\hbar\omega_0}{k_B T}} - 1} \quad \text{Eq. 3-5}$$

avec ω_0 la fréquence du phonon Raman à 0 K, \hbar la constante réduite de Planck et k_B la constante de Boltzmann. Les paramètres A et B sont des paramètres d'ajustement obtenus expérimentalement. Elle a été introduite par Cui et al. [13] pour modéliser la dépendance des modes Raman du diamant avec la température puis reprise par Liu et al. pour le GaN [14]. Une autre méthode issue des travaux de Balkanski [15], dont l'expression générale est plus complexe peut également être utilisée pour exprimer la dépendance en température des fréquences des phonons.

Le principe de détermination de la température par cette deuxième méthode consiste à mesurer les décalages en fréquence des raies Stokes, puis à obtenir la température du matériau étudié à l'aide de l'équation Eq. 3-5.

Le spectre de la figure 3-15 montre l'influence de la température sur le décalage en fréquence de la raie Stokes du mode $E_2(\text{high})$. Il a été enregistré avec le microspectromètre Raman LabRAM Visible et la source excitatrice de longueur d'onde 632.8 nm. Les mesures sont prises à trois températures différentes : température ambiante, 373 K et 473 K.

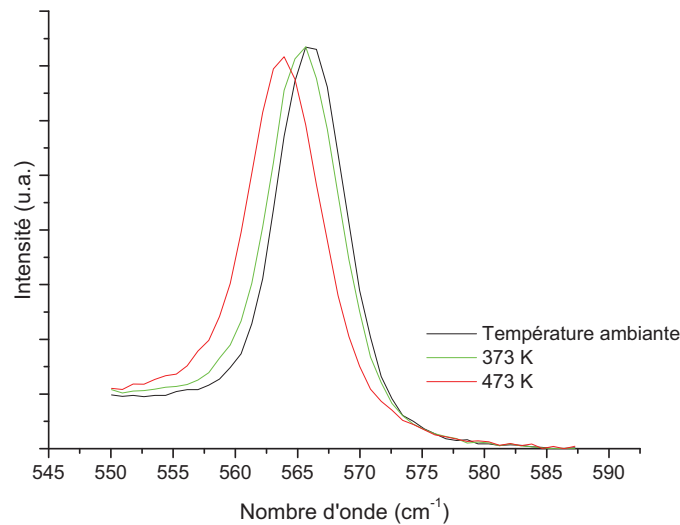


Figure 3-15 : Influence de la température sur le décalage en fréquence de la raie Stokes du mode $E_2(\text{high})$ du GaN.

(LabRAM Visible, $\lambda_{\text{excitatrice}} = 632,8 \text{ nm}$, objectif $100\times$, temps d'acquisition 10s, densité optique D0).

Une courbe d'étalonnage est indispensable pour déterminer les paramètres d'ajustement de la courbe théorique. La courbe d'étalonnage donne une relation entre le décalage Raman en cm^{-1} et la température mesurée du composant non polarisé, et ceci pour les modes $E_2(\text{high})$ et $A_1(\text{LO})$ de l'hétérostructure analysée. La cellule chauffante hermétique (Linkam) qui se monte sur la platine des microspectromètres Raman visible et UV permet d'atteindre des températures de 600 K. Elle est équipée de fenêtres en quartz et peut donc être utilisée dans l'UV comme dans le visible. Pour chaque point de mesure, la température est stabilisée pendant cinq minutes avant l'acquisition du spectre et mesurée à l'aide d'un thermocouple à l'intérieur de la cellule au plus près de l'échantillon. L'expression mathématique de la courbe d'étalonnage expérimentale (par exemple cf. figure 3-16) est obtenue en ajustant les paramètres A et B de l'équation Eq. 3-5.

Les inconvénients de cette seconde méthode sont les suivants :

- la précision de la mesure du décalage en fréquence dépend de la résolution spectrale du spectromètre
- sachant que la fréquence Raman dépend également des contraintes mécaniques, celles-ci peuvent fausser les mesures de température
- cette méthode requiert une courbe d'étalonnage pour chaque échantillon analysé.

Les avantages de cette seconde méthode sont les suivants :

- une seule mesure est nécessaire pour chaque température (il faut y ajouter la mesure de référence à température ambiante)
- cette méthode est très sensible et donc très utile pour les basses températures.

Les deux méthodes ont été utilisées et comparées pour des mesures effectuées au microspectromètre Raman LabRAM Visible avec la source excitatrice de longueur d'onde 632.8 nm. Les températures obtenues sur des composants en fonctionnement sont identiques dans les deux cas. Dans la suite du chapitre, nous utiliserons donc la méthode utilisant le décalage en fréquence pour obtenir la température des composants car celle-ci est plus simple et plus rapide en ce qui concerne l'acquisition et le traitement des spectres.

La première méthode qui consiste à déterminer la température d'après le rapport d'intensité des raies Stokes et anti-Stokes n'a pu être utilisée pour les spectres enregistrés avec le microspectromètre Raman LabRAM HR UV et la source excitatrice de longueur d'onde 266 nm. En effet, d'une part, l'énergie des photons incident étant proche de l'énergie de la bande interdite, les conditions de résonance sont satisfaites, ce qui entraîne une exaltation du mode $A_1(LO)$. Le rapport d'intensité des modes Stokes et anti-Stokes est donc perturbé et inexploitable pour ce genre de calcul. De plus, techniquement, la mesure des raies anti-stokes est impossible avec cet appareil qui est équipé de filtres « edge » : ce sont des filtres qui coupent la longueur d'onde de la source monochromatique excitatrice pour l'éliminer du spectre Raman. Mais contrairement aux filtres « notch » utilisés dans le visible, les filtres « edge » coupent également toutes les longueurs d'onde inférieures à la longueur d'onde excitatrice.

Troisième méthode

La troisième méthode qui repose sur la variation de la largeur des raies Raman en fonction de la température du matériau [5] n'a pas été utilisée dans ce travail car sa précision est limitée au delà d'une température de 100 K.

4. MESURE DE LA TEMPERATURE DU COMPOSANT EN FONCTIONNEMENT EN REGIME STATIQUE

Nous allons, dans un premier temps, sonder l'état thermique du transistor HEMT AlGaN/GaN en fonctionnement en régime statique. Le chapitre 4 sera consacré aux mesures de température en régime dynamique.

4.1. Méthodologie

Comme nous l'avons expliqué plus haut, la première étape dans la détermination de la température de fonctionnement d'un composant est l'obtention de la courbe d'étalonnage. Celle-ci a été réalisée pour chaque composant étudié, pour chacun des modes Raman $E_2(\text{high})$ et $A_1(\text{LO})$ et pour chaque longueur d'onde excitatrice 632.8 nm et 266 nm. La figure 3-16 représente la courbe d'étalonnage obtenue pour le mode $E_2(\text{high})$ du GaN constituant l'hétérostructure HEMT QQ101 (hétérostructure présentée dans l'encadrée de la figure 3-16) excitée par la source lumineuse de longueur d'onde 632.8 nm.

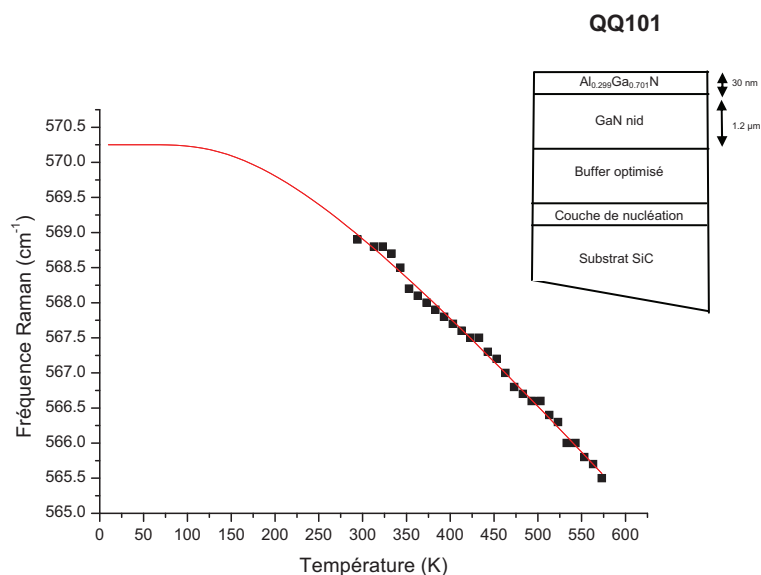


Figure 3-16 : Courbe d'étalonnage obtenue sur l'hétérostructure HEMT QQ101 et représentant le déplacement en fréquence du mode $E_2(\text{high})$ du GaN en fonction de la température.

Le composant est ensuite alimenté et analysé par microspectrométrie Raman. Pour le transistor HEMT, le faisceau laser incident est focalisé à la surface de l'échantillon au niveau

du point chaud (cf. § 2.2.). Le décalage en fréquence relevé sur le spectre Raman et reporté sur la courbe d'étalonnage donne la température au point analysé. Les mesures sont faites à différentes tensions de polarisation du transistor, ce qui permet d'obtenir la température de fonctionnement du composant en fonction de la densité de puissance.

Le transistor est dans un premier temps polarisé en régime continu. Le drain et la grille sont polarisés par des alimentations électriques continues, la source est reliée à la masse.

Selon la source excitatrice utilisée (632,8 nm ou 266 nm), la température mesurée correspond à des profondeurs analysées différentes de l'hétérostructure (cf. figure 3-17). A la longueur d'onde 632.8 nm, le nitrure de gallium est transparent, les décalages en fréquence des modes $E_2(\text{high})$ et $A_1(\text{LO})$ concernent l'ensemble de l'hétérostructure, et la température obtenue est la température moyenne du composant. Par contre, le nitrure de gallium absorbe fortement à 266 nm, et le faisceau laser ne pénètre que de 60 nm dans l'hétérostructure. L'information collectée concerne donc la couche barrière d'AlGaIn dans sa globalité et une partie de la couche de GaN d'épaisseur équivalente à celle d'AlGaIn. Le mode $A_1(\text{LO})$ du matériau AlGaIn est facilement identifié du fait de son décalage en fréquence en fonction de la concentration en aluminium (cf. chapitre 2 § 2.3.2.). Par contre, le mode $E_2(\text{high})$ bénéficie de la contribution de la couche de GaN et de la couche d'AlGaIn. Ce mode ayant un comportement à deux modes dans les alliages ternaires $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, le mode $E_2(\text{high})$ de l'AlN devrait apparaître sur le spectre. Or il n'apparaît sur aucun spectre en raison de son intensité trop faible. Donc le seul mode $E_2(\text{high})$ qui apparaît sur les spectres Raman est essentiellement attribué à la couche de GaN. Compte tenu de ces observations, la température dans la couche d'AlGaIn sera obtenue à partir de la mesure du décalage en fréquence du mode $A_1(\text{LO})$ et la température dans la couche de GaN sera obtenue à partir de la mesure du décalage en fréquence du mode $E_2(\text{high})$. Cependant, comme nous l'avons déjà expliqué dans le chapitre 2 § 2.2.1. et § 2.4., un pic de photoluminescence correspondant à une transition interbande indirecte du nitrure de gallium apparaît sur le spectre Raman UV de certains échantillons étudiés et masque l'observation du mode $A_1(\text{LO})$.

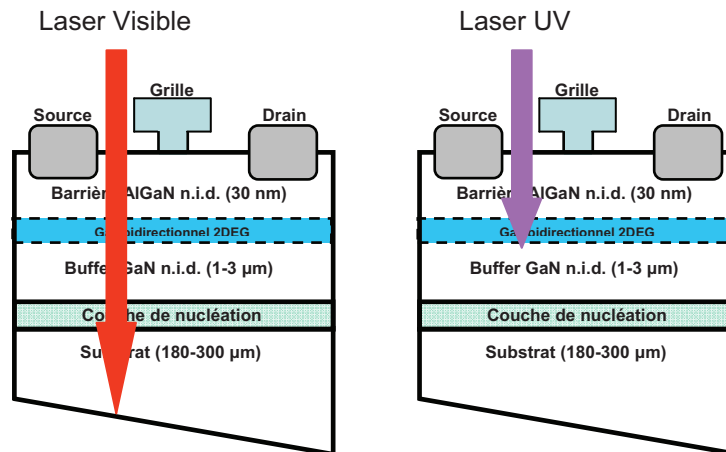


Figure 3-17 : Utilisation des sources laser excitatrice comme sonde de l'état thermique des composants électroniques à base de GaN.

Les mesures de température présentées dans la suite de ce chapitre sont des mesures relatives par rapport à la température ambiante de 25 °C (298 K). L'incertitude sur la précision du pointé des différentes raies Raman (cf. § 2.2 du chapitre 2) est de l'ordre de $0,1 \text{ cm}^{-1}$ ce qui correspond à une incertitude sur la température d'environ 10 K.

4.2. Composant test TLM

Les premières mesures de température de fonctionnement ont été effectuées sur les composants tests TLM (« Transmission Length Method ») que nous avons brièvement présentés dans le chapitre 2. Ces motifs ont été mis au point pour caractériser les contacts ohmiques en utilisant le principe des lignes à transmission [16, 17]. Le comportement du courant et donc du gaz d'électrons lors de l'application d'un champ électrique est analysé en mesurant les résistances entre les plots de tailles identiques déposés à des distances variables sur le matériau semi-conducteur (cf. figure 3-18). La réponse en courant sous l'application d'un champ électrique varie en fonction de la largeur entre les plots métalliques (cf. figure 3-19). Dans notre étude, ces zones de contacts ohmiques sont utilisées pour mesurer la température de fonctionnement au sein de l'hétérostructure selon la distance qui sépare les plots métalliques. L'avantage d'utiliser ces motifs est l'absence de grille et donc l'absence de point chaud près de la grille. Pour les TLM, le point chaud est à mi-distance des deux plots métalliques, le faisceau laser sera focalisé en ce point. La figure 3-20 (étude par imagerie

Raman – laser visible – mode $E_2(\text{high})$) montre la répartition de la température entre les deux plots métalliques pour la TLM $32\ \mu\text{m}$.

L'hétérostructure analysée est présentée figure 3-21. Les distances entre les plots que nous avons comparées sont de $16\ \mu\text{m}$ (TLM A) et $32\ \mu\text{m}$ (TLM B) (cf. fig. 3-18). Les températures relatives obtenues en fonction de la densité de puissance et de la longueur d'onde excitatrice sont présentées sur le graphe de la figure 3-22.

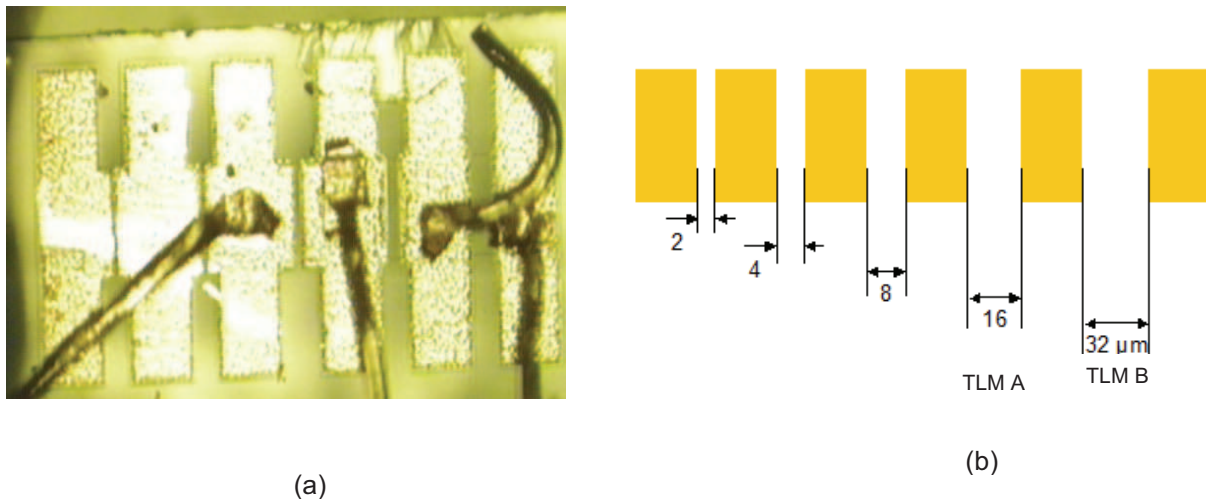


Figure 3-18 : (a) Photographie des TLM, (b) Schéma des TLM.

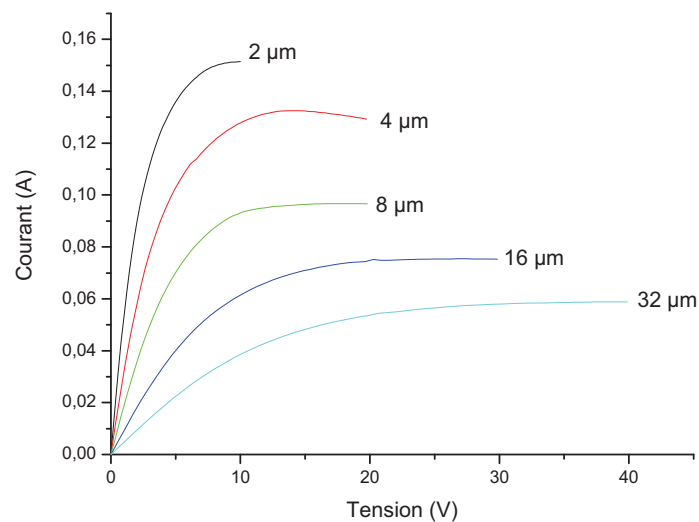


Figure 3-19 : Réseau de caractéristique TLM.

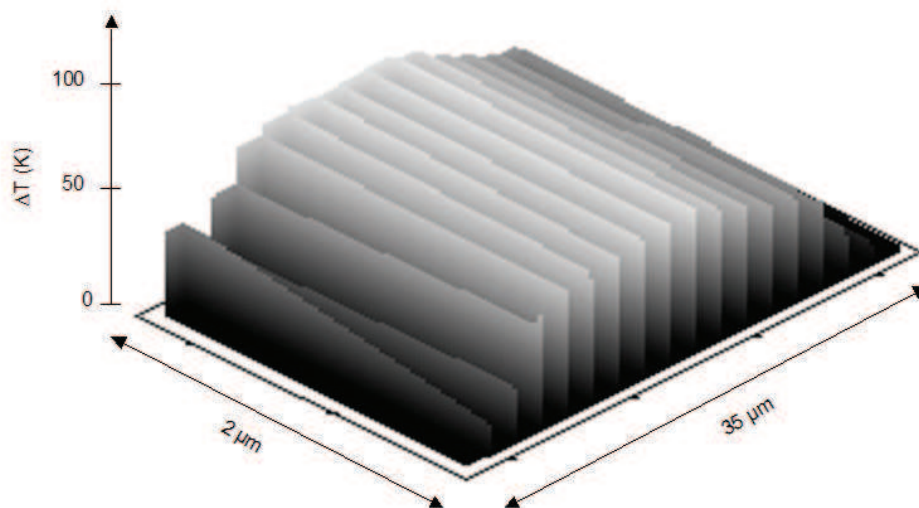


Figure 3-20 : Répartition de la température entre les deux plots métalliques espacés de $32 \mu\text{m}$ (Etude par imagerie Raman – laser visible – mode E2(high)).

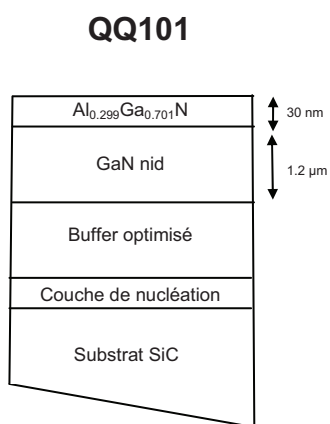


Figure 3-21 : Hétérostructure QQ101 analysée.

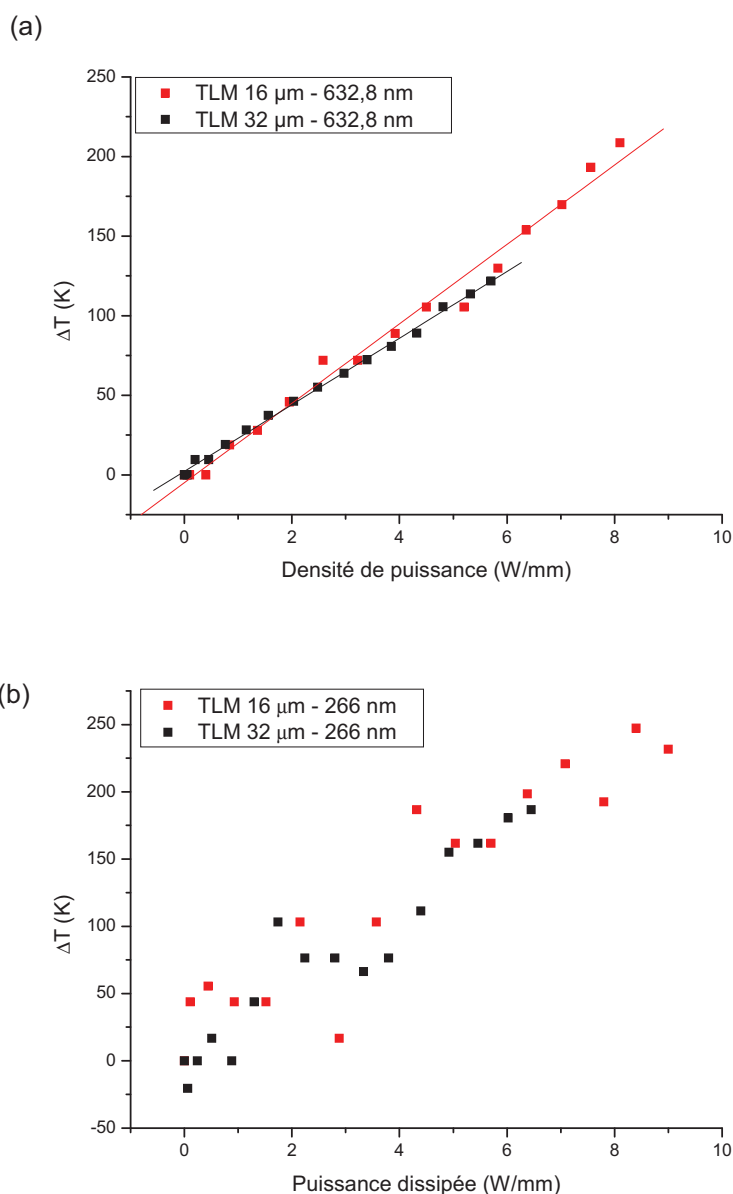


Figure 3-22 : Mesures de température en fonction de la densité de puissance pour les TLM 16 μm et 32 μm et pour deux longueurs d'onde excitatrices (a) 632.8 nm et (b) 266 nm.

A champ électrique identique, l'écart en température mesuré pour les deux distances interplots étudiées (16 et 32 μm) est le même, quelle que soit la longueur d'onde excitatrice : 632.8 et 266 nm (cf. figure 3-21). La température varie linéairement avec la densité de puissance. Dans le cas des résultats obtenus sous excitation UV, les points de mesure sont très dispersés en raison du faible rapport signal sur bruit observé sur les spectres. Ceci est probablement dû à la faible profondeur de pénétration dans le matériau et la présence du gaz d'électrons à l'interface qui perturbe les phonons et les photons diffusés.

Lorsque l'on compare les températures moyennes (obtenues à 632,8 nm) et les températures à l'interface AlGaIn/GaN (obtenues à 266 nm) pour les deux TLM 16 et 32 μm , on remarque que la température à l'interface AlGaIn/GaN est plus élevée que la température moyenne de l'hétérostructure (cf. figure 3-22). Ceci est en parfait accord avec les différentes simulations que nous avons présentées au début de ce chapitre qui montre une zone plus chaude d'une cinquantaine de Kelvin au niveau de l'interface AlGaIn/GaN par rapport à la température moyenne de l'hétérostructure.

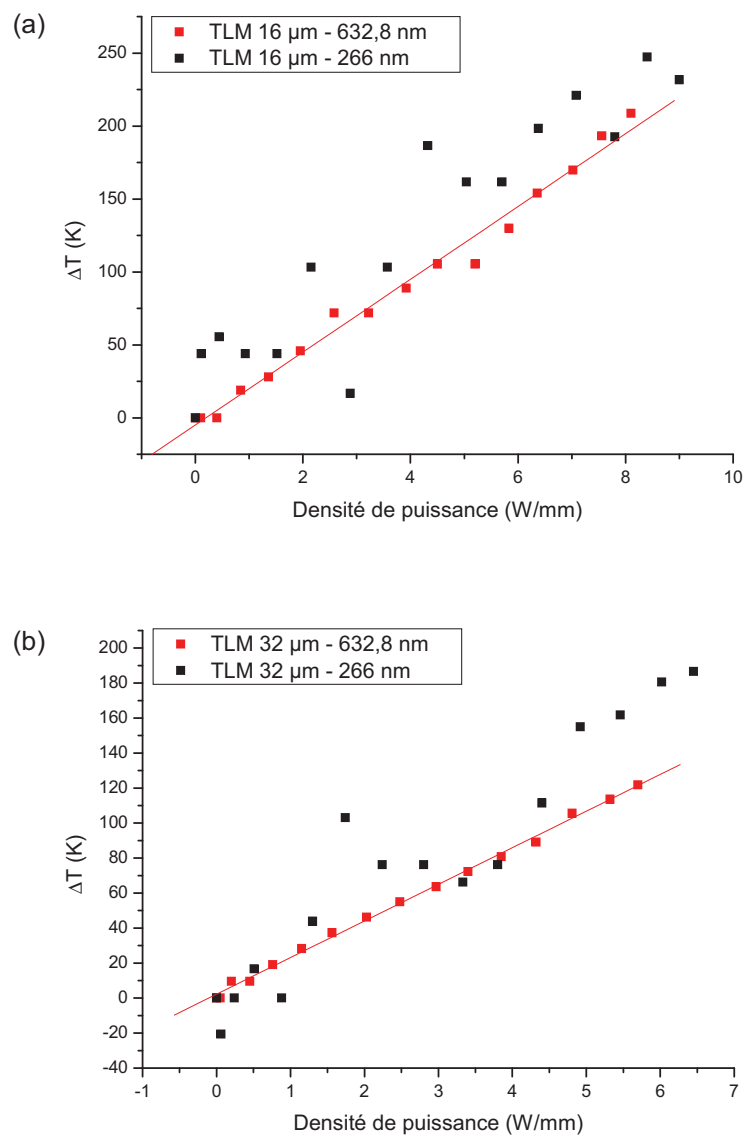


Figure 3-22 : Comparaison des mesures de températures en fonction de la densité de puissance selon la profondeur de pénétration du faisceau laser pour les TLM (a) 16 μm et (b) 32 μm .

4.3. Analyse d'un HEMT AlGa_N/Ga_N 1 grille (QQ101)

Nous avons étudié un transistor HEMT issu de la même hétérostructure que celle décrite dans le paragraphe précédent (cf. figure 3-21). Ce transistor possède un seul doigt de grille (cf. figure 3-23) dont la longueur et la largeur sont respectivement de 0,5 μm et 100 μm . Le faisceau laser est focalisé à la surface de l'échantillon dans l'espace grille-drain au plus près de la grille, c'est-à-dire au niveau du point chaud. Dans cette configuration d'analyse, la température obtenue à 632.8 nm sera la température moyenne sur toute l'épaisseur de l'hétérostructure mais de la zone la plus chaude de l'espace drain-source. La température obtenue avec la longueur d'onde 266 nm sera la température du point chaud de l'hétérostructure : au plus près de la grille dans le canal d'électrons.

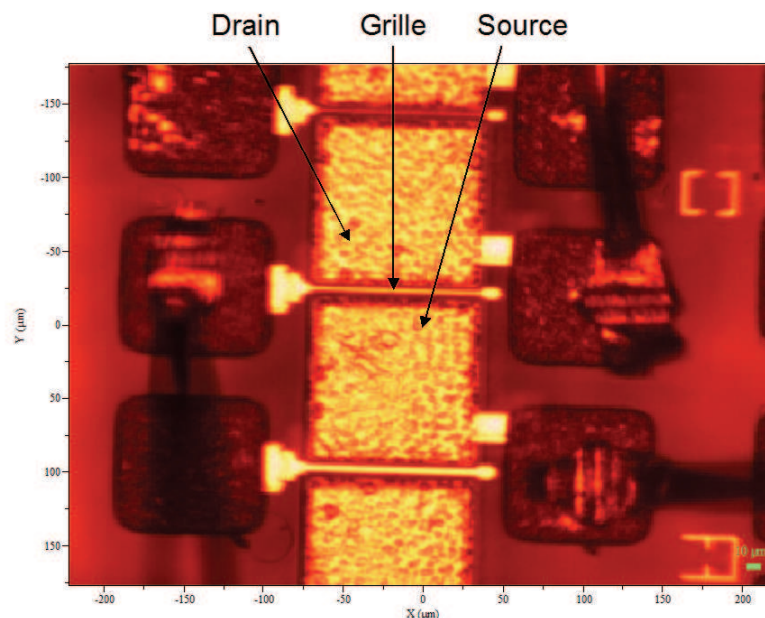


Figure 3-23 : Transistor HEMT AlGa_N/Ga_N une grille (QQ101).

Excitation visible

Nous constatons que le décalage en température en fonction de la densité de puissance obtenu avec le mode $E_2(\text{high})$ est similaire au décalage en température obtenu avec le mode $A_1(\text{LO})$ (cf. figure 3-24). La température expérimentale correspond à une température moyenne de l'hétérostructure quelque soit le choix du phonon $E_2(\text{high})$ ou $A_1(\text{LO})$. La température mesurée dans le substrat SiC est nettement inférieure à la température de l'hétérostructure quelque soit la densité de puissance. Ceci est en parfait accord avec les simulations issues de

la littérature que nous avons présentées dans le paragraphe 2.2. Le substrat SiC dissipe parfaitement la chaleur et est très éloigné du point chaud à l'interface AlGaIn/GaN.

Cette technique de mesure de température montre qu'il existe une relation linéaire entre le décalage en température de l'hétérostructure et la densité de puissance quelque soit le choix du mode optique. Elle permet aussi d'obtenir la température du substrat qui varie également linéairement en fonction de la densité de puissance. A partir des données obtenues, il est possible de calculer la résistance thermique R_{th} à l'interface GaN/SiC [6-8] que nous avons décrite dans le § 2.2 de ce chapitre (Eq. 3-1). La résistance thermique à l'interface de notre hétérostructure est de $5,12 \cdot 10^{-8} \pm 1 \cdot 10^{-8} \text{ K} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ (la précision de mesure de température par microspectrométrie Raman de $\pm 10 \text{ K}$ correspond à une marge d'erreur pour la valeur de la résistance thermique à l'interface GaN/SiC de $\pm 20 \%$). Cette valeur est en accord avec les travaux de Sarua [8] menés avec la même méthode de caractérisation, par contre elle est légèrement inférieure à la valeur obtenue par Kuzmik [7] avec une autre technique d'investigation : transcient interferometric mapping (TIM). Dans notre calcul est prise en compte la discontinuité de température à l'interface. Pour avoir un résultat plus satisfaisant, il serait préférable que les températures soient obtenues sur des épaisseurs équivalentes de GaN et de SiC. Or à cette longueur d'onde excitatrice, le SiC est transparent donc la température mesurée est la température de l'épaisseur totale du substrat qui est d'environ $300 \mu\text{m}$, ce qui est 100 fois plus grand que l'épaisseur de la couche de GaN. Ceci explique certainement la sous estimation de la résistance thermique R_{th} à l'interface GaN/SiC que nous obtenons.

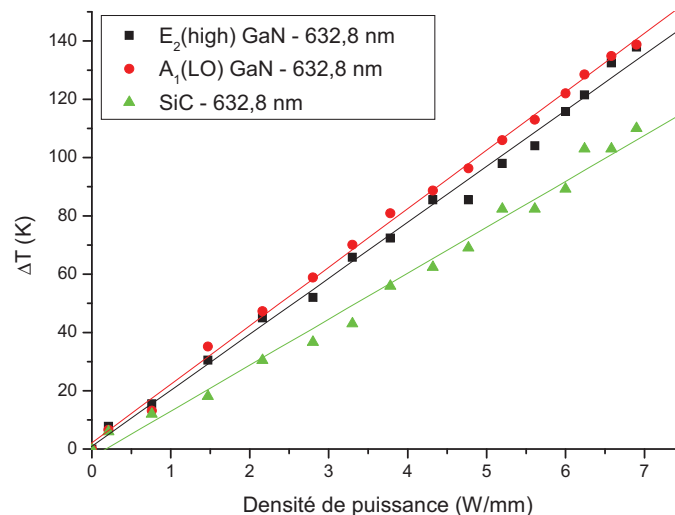


Figure 3-24 : Mesures de température du HEMT AlGaIn/GaN une grille (QQ101) en fonction de la densité de puissance enregistrés avec $\lambda_{excitatrice} = 632,8 \text{ nm}$.

Excitation UV

Les mesures de températures en fonction de la densité de puissance obtenues avec le microspectromètre HR UV sont présentées sur la figure 3-25. Une relation linéaire est obtenue entre les deux paramètres température et densité de puissance. La couche d'AlGaN est légèrement plus chaude que la couche de GaN. La température dans la couche d'AlGaN correspond à la température au point le plus chaud de l'hétérostructure, c'est-à-dire au plus près du canal d'électrons. La température mesurée dans la couche de GaN est plus faible : elle exprime la dissipation thermique dans l'hétérostructure.

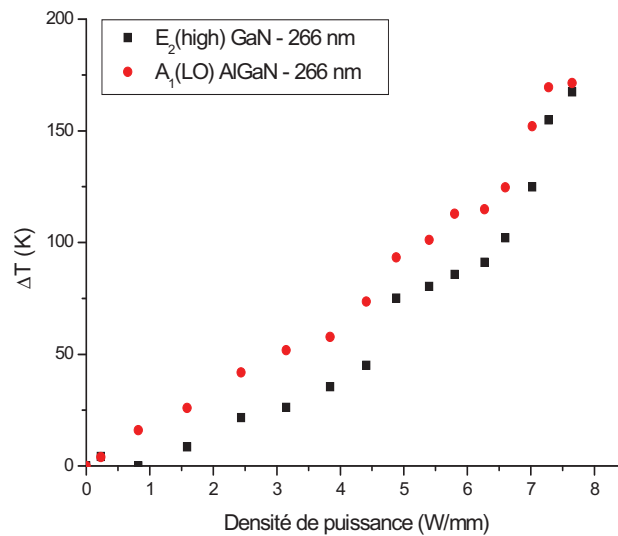


Figure 3-25 : Mesures de température du HEMT AlGaN/GaN une grille (QQ101) en fonction de la densité de puissance enregistrés avec $\lambda_{\text{excitatrice}} = 266 \text{ nm}$.

Nous avons comparé nos résultats expérimentaux avec des résultats de simulations issue des travaux de Christophe Charbonniaud [18]. Les simulations ont été effectuées par la méthode des éléments finis et donne l'évolution de la température du point le plus chaud du canal au cours du temps pour différentes densités de puissance (cf. fig. 3-26). Nous prélevons de cette étude les températures établies dans le régime statique et ne tenons pas compte de la partie transitoire. Le canal d'électrons étant dans la couche de GaN, sa température se mesure donc à l'aide du mode $E_2(\text{high})$. Nous constatons que les résultats expérimentaux de température dans la couche de GaN reportés sur la figure 3-27 coïncident assez bien avec les mesures simulées.

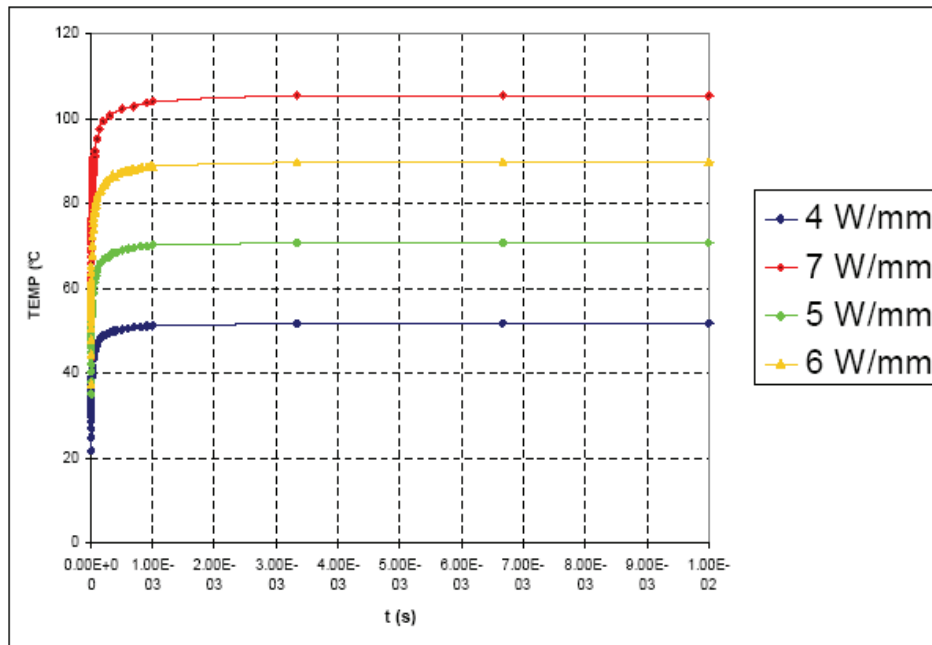


Figure 3-26 : Evolution de la température du point le plus chaud du canal au cours du temps pour différentes densités de puissance.

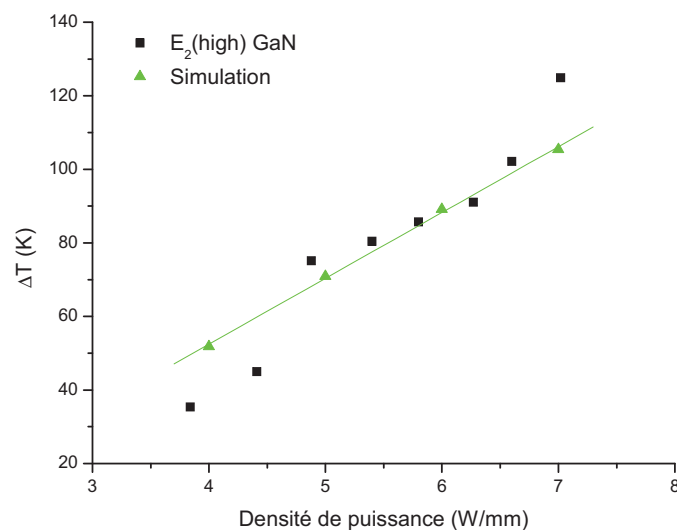


Figure 3-27 : Comparaison entre les mesures expérimentales ($\lambda_{excitatrice} = 266 \text{ nm}$) et les mesures simulées.

Cette étude thermique complète d'un transistor HEMT AlGaIn/GaN une grille a permis de montrer l'important auto-échauffement à faible densité de puissance : $\approx 100 \text{ K}$ à $\approx 5 \text{ W/mm}$. La mesure de la résistance thermique à l'interface GaN/SiC conduit à une valeur peu fiable de $5,12 \cdot 10^{-8} \pm 1,1 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2 \text{ K/W}$. Cette mesure sera approfondie dans le paragraphe suivant en optimisant les paramètres de confocalié du microscope. Le laser UV permet de sonder l'hétérostructure au point le plus chaud de son canal, ce qui a été confirmé par des simulations

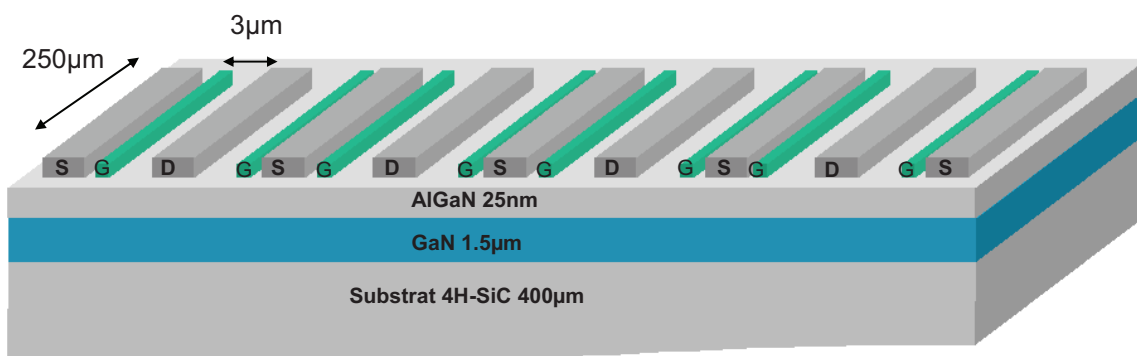
thermiques par la méthode des éléments finis. Nous allons maintenant étudier une structure plus complexe : un transistor multigrille.

5. ANALYSE D'UN HEMT AlGa_N/Ga_N MULTIGRILLE

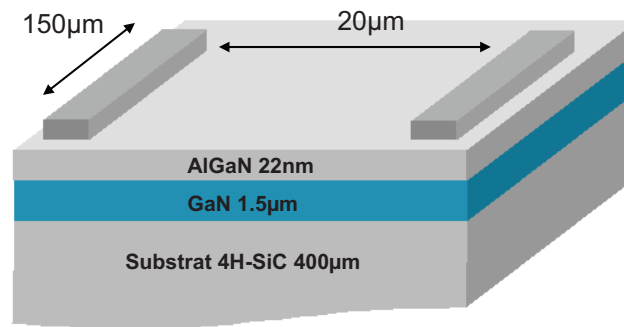
L'étude que nous allons présentée a été menée en collaboration avec la société Thalès représentée par Gwenaël Lecoustre, doctorant, Stéphane Piotrowicz et Jean-Claude Jacquet, ingénieurs-chercheurs THALES et encadrants de thèse.

5.1. Présentation des échantillons

Les deux composants étudiés sont présentés dans la figure 3-28. Le premier composant est un transistor HEMT AlGa_N/Ga_N composé de 8 doigts de 250 μm de largeur de grille (cf. fig. 3-28 (a)). L'espace grille-drain est de 3 μm et la longueur de grille est de 0.7 μm. La deuxième structure est composée de deux contacts ohmiques séparés d'une distance de 20 μm (cf. fig. 3-28 (b)). La largeur de la zone active est de 150 μm. Ce second composant fait partie d'une structure TLM que nous avons décrit précédemment. Les deux hétéroépitaxies sont très proches l'une de l'autre. L'hétérostructure est composée d'une couche d'AlGa_N de 25 nm d'épaisseur pour le premier composant (transistor) et de 22 nm pour le second (TLM), d'une couche de Ga_N de 1.5 μm d'épaisseur sur un substrat SiC épais de 400 μm. La teneur en aluminium dans la couche d'AlGa_N est de 23,8 % et 23 % respectivement pour le premier (transistor) et le second composant. La densité surfacique de porteurs est de $10 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ pour les deux hétérostructures. Les deux composants sont passivés par une couche de 100 nm de SiN.



(a)



(b)

Figure 3-28 : Hétérostructures HEMTs AlGaIn/GaN étudiées, (a) topologie avec grille et (b) topologie sans grille.

Les résultats présentés dans cette partie de chapitre ont été obtenus avec le microspectromètre Raman LabRAM Visible. La méthodologie adoptée pour mesurer la température dans ce composant est la même que celle expliquée dans le paragraphe 4.1. de ce chapitre.

Concernant l'échantillon (a) de la figure 3-28, plusieurs points doivent être éclaircis : la température de fonctionnement (canal ouvert, canal semi-ouvert et canal pincé) en fonction de la densité de puissance, la répartition de la température issue de l'auto-échauffement sur l'ensemble du composant en fonctionnement, l'influence de la résistance thermique à l'interface GaN/SiC. Pour cela, des mesures de température ont été effectuées à puissance constante en différents points stratégiques de ce transistor à 8 doigts.

5.2. Température de fonctionnement en fonction de la densité de puissance

Les mesures de température ont été réalisées au centre du composant, c'est-à-dire au niveau d'un des doigts centraux du composant. Le composant disposant de « field plates¹ » (cf. fig.

¹ Plaques de champs permettant d'améliorer la distribution et l'étalement du champ électrique dans l'espace grille-drain. C'est à cet endroit que les stigmates de claquage sont généralement observés. Cette protection périphérique de grille est une technologie qui permet de stabiliser le composant et d'améliorer la tension de claquage. L'ajout de cette métallisation de grille (plus longue au-dessus de la grille), située au-dessus de la couche de passivation du composant permet d'atteindre des densités de **puissance** exceptionnelles [19] S. Karmalkar and U. K. Mishra, "Enhancement of breakdown voltage in AlGaIn/GaN high electron mobility transistors using a field plate," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 48, pp. 1515-1521, 2001, [20] S. Karmalkar, M. S. Shur, G. Simin, and M. A. Khan, "Field-plate engineering for HFETs," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 52, pp. 2534-2540, 2005..

3-29), les mesures ont été prises uniquement entre la grille et le drain au plus près du point chaud du composant. Mais le nitrure de gallium étant transparent à la longueur d'onde de mesure, la température obtenue est une température moyenne sur toute l'épaisseur de la couche de GaN. Dans cet espace grille-drain, compte tenu de la taille du spot laser ($1\ \mu\text{m}$), trois mesures indépendantes ont pu être faites à $1\ \mu\text{m}$ d'intervalle. Pour chaque point, trois mesures ont été effectuées avec des densités de puissance de $1\ \text{W}/\text{mm}$, $3\ \text{W}/\text{mm}$ et $7\ \text{W}/\text{mm}$, la température du socle relevée étant respectivement $300.5\ \text{K}$ ($27.5\ ^\circ\text{C}$), $311.5\ \text{K}$ ($38.5\ ^\circ\text{C}$) et $330.5\ \text{K}$ ($57.5\ ^\circ\text{C}$). Pour chaque densité de puissance, trois cas ont été envisagés : canal ouvert, canal semi-ouvert et canal pincé. Les résultats sont présentés dans la figure 3-30. Pour expliquer les trois cas, il faut revenir au principe de fonctionnement du transistor HEMT AlGaIn/GaN. Le canal est obtenu au moyen du gaz 2D d'électrons, permettant de relier électriquement la source et le drain. L'effet transistor est obtenu en modulant le courant passant entre la source et le drain au moyen de l'électrode grille. Une tension appliquée à la grille permet de faire varier le courant obtenu par application d'une tension entre la source et le drain. Une tension négative appliquée à la grille aura pour effet de créer une zone désertée vidant le gaz d'électrons jusqu'au pincement du canal, c'est-à-dire jusqu'à obtenir un courant négligeable.

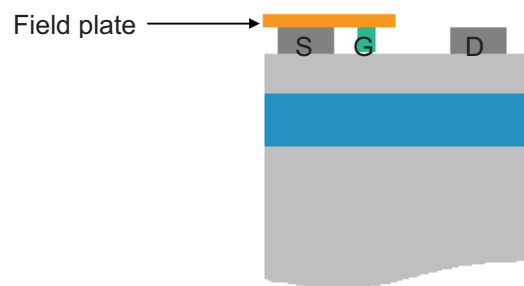


Figure 3-29 : Schéma d'un « field plate » sur une des huit grilles du transistor HEMT AlGaIn/GaN étudié.

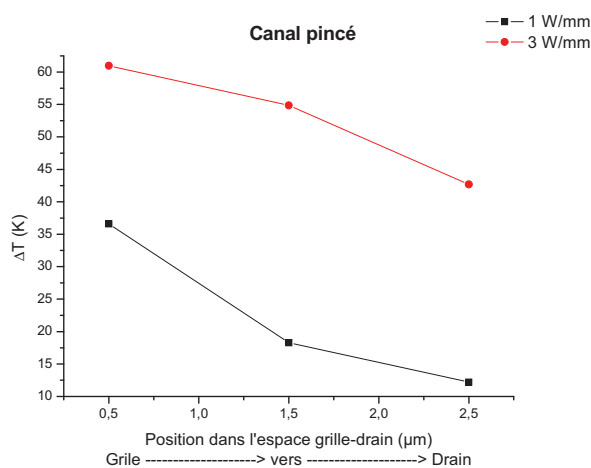
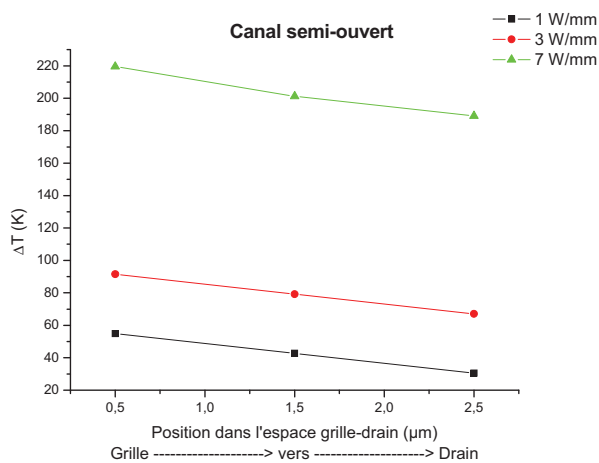
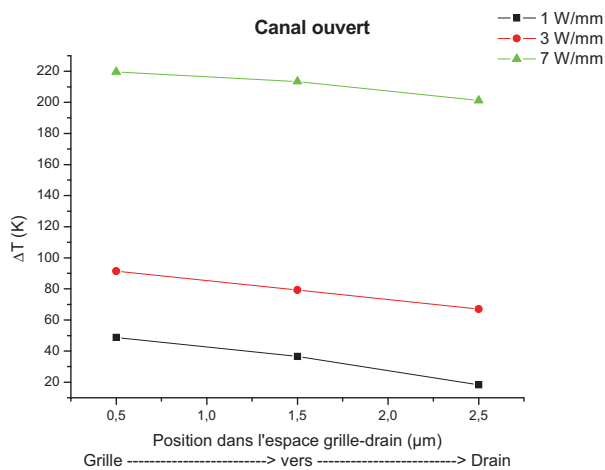


Figure 3-30 : Mesures de température dans l'espace grille-drain tous les micromètres selon trois cas de figure : canal ouvert, canal semi-ouvert et canal pincé et en fonction de la densité de puissance injectée dans le composant.

Pour les trois cas et pour les trois densités de puissance, la température est plus élevée vers la grille que vers le drain [21]. Ce qui est en accord avec les hypothèses que nous avons pu décrire au début de ce chapitre : le point chaud se situe au plus près de la grille. La température est également plus élevée lorsque le canal est ouvert ou semi-ouvert que lorsqu'il est pincé. En effet, le canal étant pincé, il y a très peu de courant par rapport au cas du canal ouvert à la même densité de puissance. Ceci explique un faible auto-échauffement quand le canal est pincé comparé à celui obtenu quand le canal est ouvert. L'écart maximal de température obtenu pour ce dispositif 8 grilles est de 220 K pour une densité de puissance de 7 W/mm avec le canal ouvert. En ce qui concerne le cas du canal fermé, les mesures expérimentales n'ont pas pu être toutes réalisées avec le matériel électrique disponible au laboratoire, les travaux sont toujours en cours d'investigation.

Les résultats de température obtenus au centre de l'espace grille-drain ont été comparés avec des simulations par la méthode des éléments finis réalisées par Jean-Claude Jacquet, ingénieur Thalès, avec le logiciel ANSYS. La comparaison des résultats est représentée dans la figure 3-31 pour les trois cas : canal ouvert, canal semi-ouvert et canal pincé.

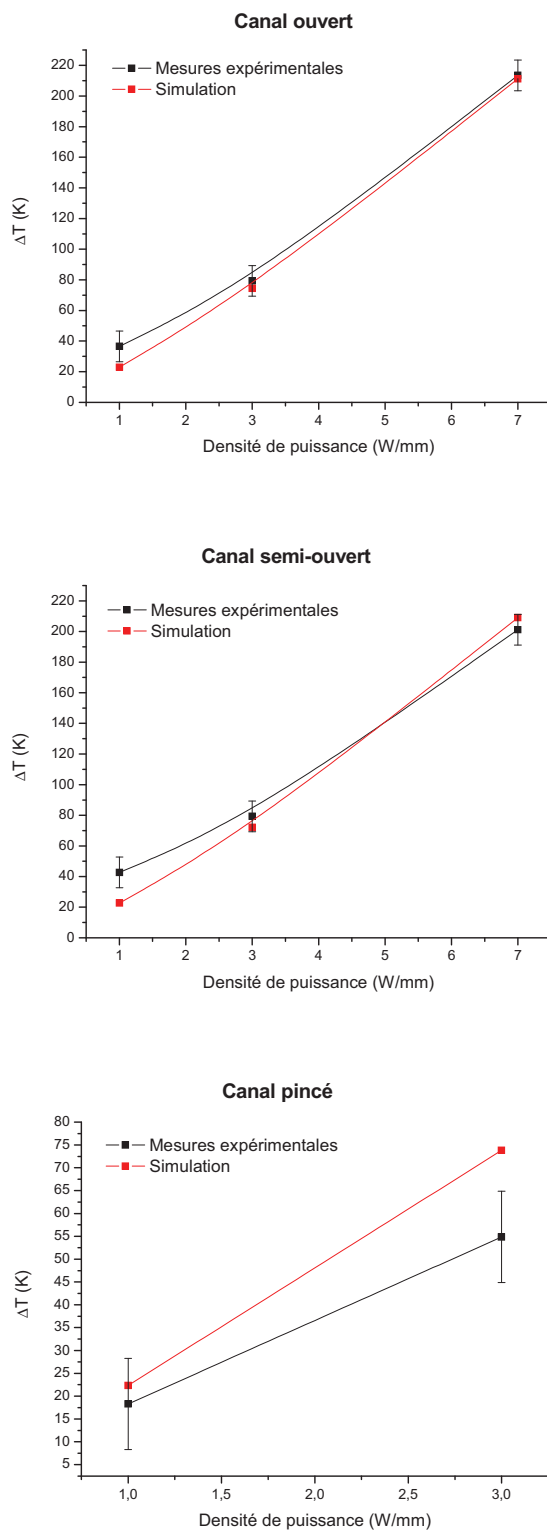


Figure 3-31 : Mesures et simulations de température au centre de l'espace grille-drain selon trois cas de figure : canal ouvert, canal semi-ouvert et canal pincé et en fonction de la densité de puissance injectée dans le composant.

Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec les simulations pour les deux premiers cas : canal ouvert et semi-ouvert. En ce qui concerne le cas du canal fermé, les mesures expérimentales sont également en accord avec les simulations malgré le manque de mesure à 7 W/mm.

5.3. Répartition de la température issue de l'auto-échauffement sur l'ensemble du composant en fonctionnement

Dans cette partie, nous allons estimer le gradient de température le long de la largeur d'un doigt du transistor mais aussi le long de ce transistor 8 grilles (cf. figure 3-32). Dans le cadre de notre étude, nous avons vérifié les conclusions déjà observées dans la littérature [1, 22]. L'étude a été réalisée pour deux densités de puissance différentes : 3 W/mm et 7 W/mm, dans le cas du canal semi-pincé. La température du socle relevée est respectivement de 314.5 K (41.5 °C) et 330.5 K (57.5 °C). Comme expliqué précédemment, les mesures de température ont été réalisées uniquement côté drain à cause du field-plate. Les mesures de température de la figure 3-33 ont été réalisées au centre et aux extrémités d'un des doigts centraux du HEMT AlGaIn/GaN de topologie (a).

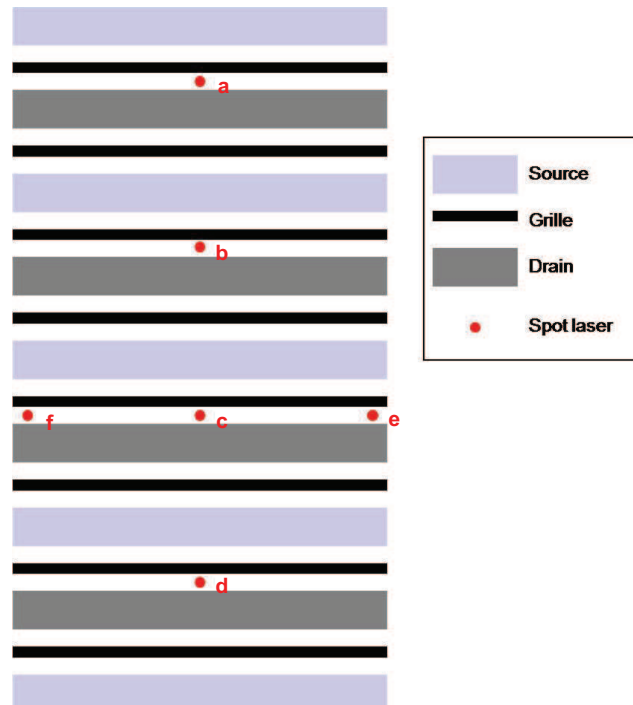


Figure 3-32 : Plan du transistor multigrille et points de focalisation du laser pour les mesures de température par spectrométrie Raman.

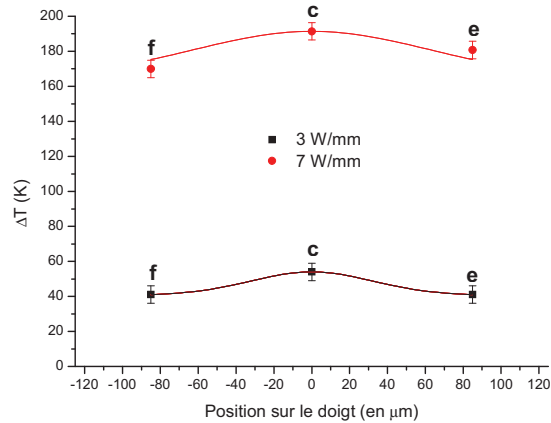


Figure 3-33 : Mesures de température le long d'un doigt central d'un transistor HEMT AlGaIn/GaN 8 doigts pour des densités de puissance de 3 W/mm et 7 W/mm.

Dans les deux cas, nous constatons une chute de température aux extrémités du doigt par rapport au centre. Cette chute est de 13 K pour la densité de puissance de 3 W/mm et de 21.5 K pour la densité de puissance de 7 W/mm.

Les mesures de température de la figure 3-34 ont été réalisées le long du composant HEMT AlGaIn/GaN de topologie (a) une grille sur deux au centre du doigt, dans les mêmes conditions que précédemment.

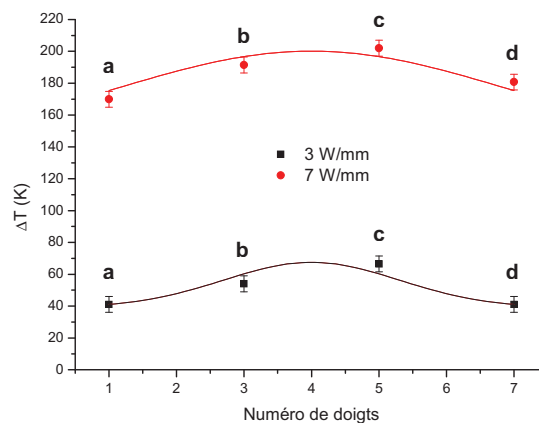


Figure 3-34 : Mesures de température le long du transistor HEMT AlGaIn/GaN 8 doigts pour des densités de puissance de 3 W/mm et 7 W/mm.

Dans les deux cas, nous constatons une chute de température aux extrémités du composant par rapport au centre. Cette chute est de 25.4 K pour la densité de puissance de 3 W/mm et de 32.1 K pour la densité de puissance de 7 W/mm.

Cette étude valide les précédentes observations issues de la littérature, nous observons bien un gradient de température le long d'un doigt et le long du transistor, ce qui laisse supposer des variations de courant au sein du transistor compte tenu de la sensibilité de la mobilité des porteurs à la température.

5.4. Influence de la résistance thermique à l'interface GaN/SiC

Après s'être intéressé au comportement thermique des transistors multigrille selon différents cas de fonctionnement en régime continu, nous allons maintenant estimer la résistance thermique à l'interface GaN/SiC d'un dispositif HEMT. C'est un paramètre clé pour estimer la résistance thermique du composant de puissance notamment à haute température et haute puissance dissipée par unité de longueur. La connaissance d'une telle valeur est cruciale pour l'architecture des transistors, pour prédire la température maximale du canal et évaluer la durée de vie du dispositif. Les valeurs retenues dans la littérature s'étendent de quelques 10^{-8} $\text{K.m}^2.\text{W}^{-1}$ à 10^{-7} $\text{K.m}^2.\text{W}^{-1}$ [7] pour ce type d'interface. Ceci dépend fortement de la qualité de croissance et de la nature des couches utilisées pour faire face au désaccord de maille entre le GaN et le SiC. Dans le paragraphe 4.3. de ce chapitre, nous avons obtenu une valeur de résistance thermique à l'interface égale à $5,12.10^{-8} \pm 1.10^{-8}$ $\text{K.m}^2.\text{W}^{-1}$ pour le même type d'interface, il faut cependant préciser que nous n'avons pas optimisé la confocalité du microscope. Dans cette partie, nous présentons d'abord une première méthode de détermination de la résistance thermique entre le GaN et le SiC basée sur des résultats de simulation puis une seconde beaucoup plus précise en ajustant la profondeur de champ de la microsonde Raman.

Première méthode

La détermination de la résistance thermique à l'interface GaN/SiC se fait en confrontant des mesures expérimentales et des mesures simulées de température de la couche de GaN (cf. figure 3-35).

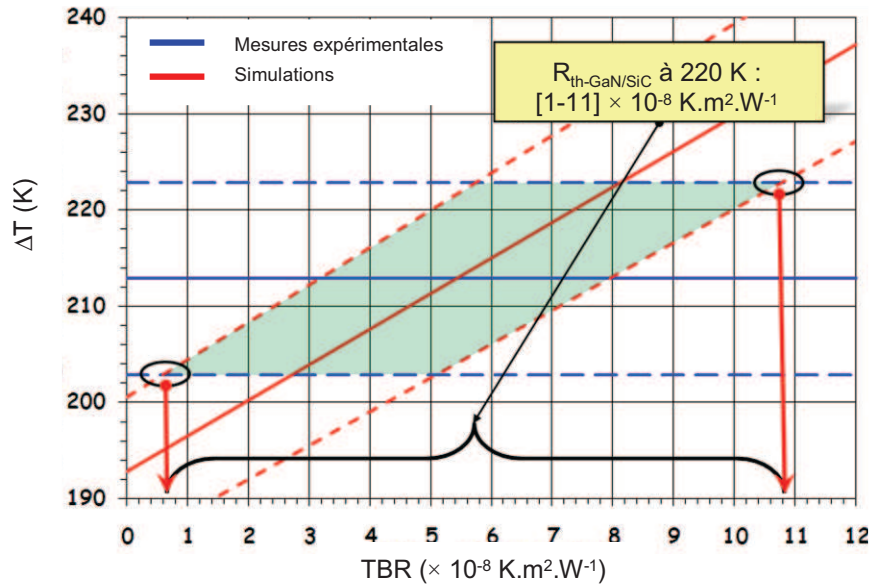


Figure 3-35 : Détermination de la résistance thermique R_{th} à l'interface GaN/SiC, confrontation des résultats expérimentaux et des simulations.

La ligne bleue continue représente la valeur de la température mesurée dans la couche de GaN pour une densité de puissance de 7 W/mm, cette valeur est constante quel que soit la résistance thermique à l'interface GaN/SiC. La ligne rouge continue représente l'évolution de la température dans la couche de GaN en fonction de la R_{th} obtenue par simulation avec le logiciel ANSYS/professionnel. Les incertitudes de mesures et de simulation sont prises en compte et représentées par des lignes en pointillées. Cette confrontation des résultats nous donne un intervalle de valeurs pour la détermination de R_{th} : 1.10^{-8} à $11.10^{-8} \text{ K.m}^2.\text{W}^{-1}$ pour une augmentation de la température de 220 K (ou une valeur de résistance thermique R_{th} à l'interface GaN/SiC moyenne de $6 \pm 5.10^{-8} \text{ K.m}^2.\text{W}^{-1}$).

L'évolution de la température obtenue par simulation tient compte de la variation de densité de puissance dans l'espace grille-drain et des résistances thermiques des couches GaN et SiC. La densité de puissance est obtenue par simulation avec le logiciel ATLAS/BLAZE à partir de la relation :

$$dP_i = U_i I W_g^{-1} x_i^{-1} \text{ (W.cm}^{-2}\text{)} \quad \text{Eq. 3-6}$$

avec U_i le potentiel au point x_i entre la grille et le drain obtenu également par simulation avec le même logiciel,

I le courant et,

W_g la largeur de grille.

Les résistances thermiques des couches GaN et SiC sont obtenues expérimentalement à partir des mesures par spectrométrie Raman. Les résultats de température obtenus précédemment pour la couche de GaN du transistor multigrille, au centre de l'espace grille-drain de l'un des doigts centraux du composant en fonction de la densité de puissance dans le cas du canal ouvert (cf. § 5.2. de ce chapitre), sont comparés aux mesures de température de la couche de SiC, obtenus de la même façon (cf. figure 3-36). Une mesure à 5W/mm a été ajoutée, il s'agit d'une extrapolation des mesures expérimentales obtenues par simulation (cf. § 5.2. de ce chapitre). Les résistances thermiques de ces deux couches obtenues à partir de ce graphe sont égales à 15 K/W pour le GaN et 13 K/W pour le SiC.

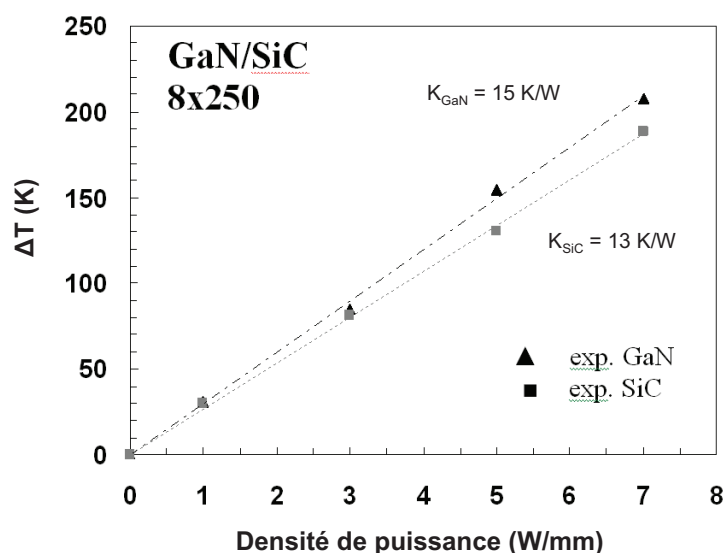


Figure 3-36 : Evolution de la température des couches de GaN et de SiC en fonction de la densité de puissance du HEMT AlGaIn/GaN 8 doigts.

Seconde méthode

Les résultats que nous avons présentés jusqu'ici concernaient uniquement la topologie avec grille de la figure 3-28 (a). Pour améliorer la précision de la valeur de la R_{th} , nous allons maintenant présenter des résultats obtenus avec le composant de topologie sans grille de la figure 3-28 (b). Cette structure a été polarisée pour différentes valeurs de densité de puissance. Pour chaque densité de puissance, la température du socle où est placé l'échantillon à analyser varie de la température ambiante à 363 K (90 °C) afin de modifier la température à l'interface GaN/SiC. La résistance thermique R_{th} à l'interface GaN/SiC se calcule à partir de l'équation Eq. 3-1 du § 2.2. de ce chapitre.

Pour déterminer la variation de température entre les couches de GaN et SiC à l'interface (ΔT), il est nécessaire de connaître la température dans le GaN et le SiC à l'interface des couches. C'est ici que le principe de microscopie Raman confocale a été utilisé. En considérant la profondeur de champ de ce type de microscope de l'ordre de $5 \mu\text{m}$ ($2,5 \mu\text{m}$ de part et d'autre du point de focalisation), si le spot laser est focalisé à la surface du composant, les photons diffusés issus de la couche de SiC ne concernent que la zone à l'interface (cf. figure 3-37 (a)). Ainsi, nous obtenons la température de la couche de SiC à l'interface GaN/SiC. Pour obtenir la température dans la couche de GaN à l'interface, le spot laser est focalisé à une profondeur de $4 \mu\text{m}$ depuis la surface du composant. En l'absence de réfraction, le spot laser est donc focalisé à $2,5 \mu\text{m}$ en dessous de l'interface GaN/SiC. En tenant compte de l'indice de réfraction, le spot laser est en réalité focalisé non pas en un point mais en une zone définie par les points A et B de la figure 3-37 (b). Leur distance par rapport à l'interface GaN/SiC peut être calculée par les relations suivantes [23] :

$$z_A = n\Delta \quad \text{Eq. 3-7}$$

$$z_B = n\Delta + D_{AB} \quad \text{Eq. 3-8}$$

avec $n = \frac{n_1}{n_2}$, n_1 et n_2 étant les indices de réfraction respectifs du GaN et du SiC

Δ la distance par rapport à l'interface GaN/SiC du point de focalisation du spot laser en l'absence de réfraction

$$\text{et } D_{AB} = \Delta \left[\sqrt{\frac{ON^2(n^2 - 1)}{1 - ON^2} + n^2} - n \right] \text{ la distance entre A et B, ON étant l'ouverture}$$

numérique de l'objectif utilisé.

Dans nos conditions expérimentales, nous obtenons $z_A \approx 2,7 \mu\text{m}$ et $z_B \approx 3,6 \mu\text{m}$. Ainsi, en considérant toujours une profondeur de champs d'environ $2,5 \mu\text{m}$ de part et d'autre de la zone de focalisation, les photons diffusés issus de la couche de GaN ne concernent bien que la zone à l'interface GaN/SiC.

Les spectres Raman ont été enregistrés pour 4 densités de puissance différentes : 3 W/mm , 4 W/mm , 5 W/mm et 6 W/mm et pour des températures de socle différentes. Le tableau 3-2 présente les résultats de variation de température obtenue pour chaque mesure. A partir de ces résultats de variation de température et de l'équation Eq. 3-1, on en déduit la R_{th} expérimentalement. Les valeurs de R_{th} obtenues par cette méthode sont reportées sur le graphe de la figure 3-38 en fonction de la température de l'interface. Cette température d'interface est issue des températures des couches de GaN et SiC obtenues expérimentalement par

microspectrométrie Raman puis intégrées dans un traitement mathématique tenant compte de la densité de puissance dans l'hétérostructure et des paramètres structuraux d'une interface.

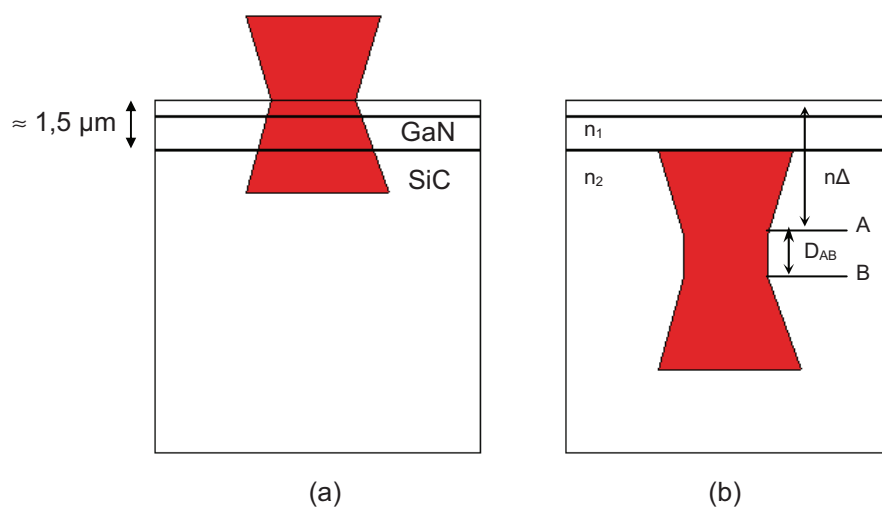


Figure 3-37 : Position du spot laser en fonction de sa focalisation.

Densité de puissance (W/mm)	Température du socle (K)	ΔT à l'interface GaN/SiC
3	300,5	30,8
3	313	24,2
3	333	27,6
3	363	33,2
4	303	55,5
4	333	48,5
4	363	44,2
5	305,5	73,9
5	333	76,8
5	363	90,3
6	333	122,9

Tableau 3-2 : Valeurs de ΔT obtenues expérimentalement pour les différentes densités de puissance : 3 W/mm, 4 W/mm, 5 W/mm et 6 W/mm à des température de socle différentes.

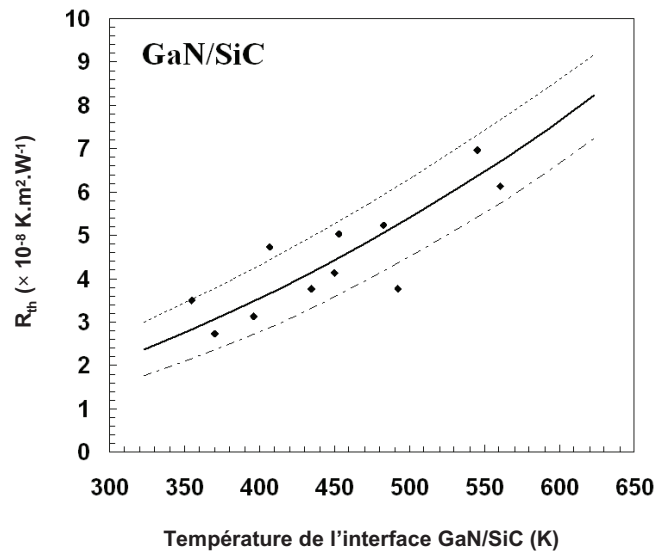


Figure 3-38 : Mesures de R_{th} à l'interface GaN/SiC pour différentes température d'interface.

Comme cela a déjà été montré par Sarua [8], la résistance thermique est fonction de la température. Cette dépendance thermique doit être prise en compte car elle peut modifier l'état thermique à l'interface GaN/SiC. Pour modéliser cette dépendance, la fonction suivante issue des travaux de Sarua [8] donne les valeurs de résistance thermique d'interface en fonction de la température :

$$R_{th} = A \left(\frac{T}{300} \right)^n \quad \text{Eq. 3-9}$$

avec A la R_{th} à 300 K, T la température moyenne à l'interface et n un paramètre qui est fonction de l'échantillon. Les résultats expérimentaux que nous avons présenté à la figure 3-38 permettent de déterminer les coefficients A et n , ce qui implique :

$$R_{th} = (2.25 \pm 0.6) \cdot 10^{-8} \left(\frac{T}{300} \right)^{1.8 \pm 0.2} \quad \text{Eq. 3-10}$$

Sur cette figure, nous avons également représenté une moyenne haute et une moyenne basse pour exprimer l'incertitude des mesures obtenues avec cette méthode. La précision des valeurs de résistance thermique obtenues a été considérablement améliorée. A 220 °C, l'erreur de calcul est maintenant de $\pm 1.10^{-8} \text{ K.m}^2.\text{W}^{-1}$ comparée à la marge d'erreur de $\pm 5.10^{-8} \text{ K.m}^2.\text{W}^{-1}$ obtenue avec la précédente méthode. Le second avantage de cette méthode est de connaître l'évolution de la résistance thermique avec la température à l'interface GaN/SiC.

6. CONCLUSION

Ce chapitre dédié à l'étude thermique des transistors HEMTs AlGa_N/Ga_N par microspectrométrie Raman a, dans un premier temps, présenté l'auto-échauffement en fonctionnement. Il a été remarqué une baisse de la conductivité thermique du Ga_N quand la température augmente mais une meilleure dissipation thermique dans l'hétérostructure épitaxiée sur un substrat SiC. Cet auto-échauffement a des conséquences directes sur les propriétés physiques de l'hétérojonction : bande interdite, mobilité des électrons, vitesse de saturation des électrons et sur le comportement électrique du composant : caractéristique I-V et transconductance. Cet auto-échauffement en régime statique a été quantifié par microspectrométrie Raman. Nous avons d'abord expliqué le principe de mesure de température avec cette technique, puis nous avons détaillé l'ensemble de nos résultats. L'analyse en température des TLM en fonction de la densité de puissance a montré qu'il n'y a aucune influence de la largeur interplot sur le comportement thermique de l'hétérostructure à champ électrique constant et qu'il existe une relation linéaire entre le décalage en température et la densité de puissance. L'analyse en profondeur (selon la longueur d'onde de l'onde excitatrice) démontre la présence d'une zone plus chaude d'une cinquantaine de Kelvins au niveau du gaz d'électrons par rapport à la température moyenne de l'hétérostructure. Ensuite, l'analyse en température du transistor HEMT une grille en fonction de la densité de puissance a permis d'estimer la résistance thermique à l'interface Ga_N/SiC à $5,12 \cdot 10^{-8} \pm 1 \cdot 10^{-8} \text{ K.m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$. La température obtenue au point le plus chaud du transistor en fonctionnement, c'est-à-dire au niveau du canal d'électrons, coïncide avec les simulations effectuées par la méthode des éléments finis. Enfin, nous nous sommes intéressés à un transistor HEMT 8 grilles. L'étude a été menée en collaboration avec la société Thalès. Cette étude nous a permis d'estimer la température de ce genre de dispositif, notamment dans l'espace grille-drain en parallèle avec des simulations. Elle nous a permis de mettre en évidence le gradient de température le long d'un doigt et le long du composant. Enfin, nous avons proposé une nouvelle technique de détermination de la résistance à l'interface Ga_N/SiC qui améliore nettement la précision de la mesure : à 220 °C, l'erreur de calcul de la résistance thermique est maintenant de $\pm 1 \cdot 10^{-8} \text{ K.m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$, cette technique donne la relation qui existe entre la résistance thermique et la température à l'interface Ga_N/SiC.

Ce chapitre était consacré uniquement à l'état thermique des transistors HEMTs AlGa_N/Ga_N en fonctionnement en régime statique. Dans la suite du manuscrit, nous allons nous intéresser

au comportement thermique de ces composants électroniques en régime transitoire, c'est-à-dire dans les premières microsecondes après la mise en fonctionnement du composant.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 3

- [1] R. Aubry, "Etude des aspects électrothermiques de la filière HEMT AlGa_N/Ga_N pour application de puissance hyperfréquence," Thèse, Université de Lille1, 2004.
- [2] J. Zou, D. Kotchetkov, A. A. Balandin, D. I. Florescu, and F. H. Pollak, "Thermal conductivity of Ga_N films: Effects of impurities and dislocations," *Journal of Applied Physics*, vol. 92, pp. 2534-2539, 2002.
- [3] N. Defrance, "Caractérisation et Modélisation de Dispositifs de la Filière Nitrure pour la Conception de Circuits Intégrés de Puissance Hyperfréquences," Thèse, Université des Sciences et Technologies de Lille, 2007.
- [4] B. Benbakhti, "Analyse Physique et Thermique de Transistors à Effet de Champ de la Filière Ga_N : Optimisation de Structures pour l'Amplification de Puissance Hyperfréquence," Thèse, Université de Lille 1, 2006.
- [5] I. Ahmad, V. Kasisomayajula, D. Y. Song, L. Tian, J. M. Berg, and M. Holtz, "Self-heating in a Ga_N based heterostructure field effect transistor: Ultraviolet and visible Raman measurements and simulations," *Journal of Applied Physics*, vol. 100, pp. 1-7, 2006.
- [6] E. Pichonat, J. Kuzmik, S. Bychikhin, D. Pogany, M. A. Poisson, B. Grimbart, and C. Gaquiere, "Temperature analysis of AlGa_N/Ga_N High-Electron-Mobility Transistors using micro-Raman scattering spectroscopy and Transient Interferometric Mapping," in *European Microwave Integrated Circuits Conference*, 2006, pp. 54-57.
- [7] J. Kuzmik, S. Bychikhin, D. Pogany, C. Gaquiere, E. Pichonat, and E. Morvan, "Investigation of the thermal boundary resistance at the III-Nitride/substrate interface using optical methods," *Journal of Applied Physics*, vol. 101, pp. 054508-6, 2007.
- [8] A. Sarua, A. Sarua, J. Hangfeng, K. P. Hilton, D. J. A. W. D. J. Wallis, M. J. A. U. M. J. Uren, T. A. M. T. Martin, and M. A. K. M. Kuball, "Thermal Boundary Resistance Between Ga_N and Substrate in AlGa_N/Ga_N Electronic Devices Thermal Boundary Resistance Between Ga_N and Substrate in AlGa_N/Ga_N Electronic Devices," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 54, pp. 3152-3158, 2007.
- [9] G. Parish, "Growth and Characterization of Aluminium Gallium Nitride/Gallium Nitride Ultraviolet Detectors," in *Electrical and Computer Engineering* Santa Barbara: California, 2001.

-
- [10] A. Asgari, M. Kalafi, and L. Faraone, "Effects of partially occupied sub-bands on two-dimensional electron mobility in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ heterostructures," *Journal of Applied Physics*, vol. 95, pp. 1185-1190, 2004.
- [11] S.-K. Lee, "Processing and Characterization of Silicon Carbide (6H- and 4H-SiC) Contacts for High Power and High Temperature Device Applications," in *KTH, Royal Institute of Technology, Department of Microelectronics and Information Technology, Device Technology Laboratory Stockholm*, 2002.
- [12] R. Quay, "Analysis and Simulation of High Electron Mobility Transistors," University of Wien, 1971.
- [13] J. B. Cui, K. Amtmann, J. Ristein, and L. Ley, "Noncontact temperature measurements of diamond by Raman scattering spectroscopy," *Journal of Applied Physics*, vol. 83, pp. 7929-7933, 1998.
- [14] M. S. Liu, L. A. Bursill, S. Praver, K. W. Nugent, Y. Z. Tong, and G. Y. Zhang, "Temperature dependence of Raman scattering in single crystal GaN films," *Applied Physics Letters*, vol. 74, pp. 3125-3127, 1999.
- [15] M. Balkanski, R. F. Wallis, and E. Haro, "Anharmonic effects in light scattering due to optical phonons in silicon," *Physical Review B*, vol. 28, p. 1928, 1983.
- [16] H. H. Berger, "Models for contacts to planar devices," *Solid-State Electronics*, vol. 15, pp. 145-158, 1972.
- [17] Y. Li, H. B. Harrison, and G. K. Reeves, "Correcting separation errors related to contact resistance measurement," *Microelectronics Journal*, vol. 29, pp. 21-30, 1998.
- [18] C. Charbonniaud, "Caractérisation et modélisation électrothermique non linéaire de transistors à effet de champ GaN pour l'amplification de puissance micro-onde," Thèse, Université de Limoges, 2005.
- [19] S. Karmalkar and U. K. Mishra, "Enhancement of breakdown voltage in AlGaIn/GaN high electron mobility transistors using a field plate," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 48, pp. 1515-1521, 2001.
- [20] S. Karmalkar, M. S. Shur, G. Simin, and M. A. Khan, "Field-plate engineering for HFETs," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 52, pp. 2534-2540, 2005.
- [21] R. Aubry, J.-C. Jacquet, J. Weaver, O. Durand, P. Dobson, G. Mills, M.-A. Di Forte-Poisson, S. Cassette, and S.-L. Delage, "SThM temperature mapping and nonlinear thermal resistance evolution with bias on AlGaIn/GaN HEMT devices," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 54, pp. 385-390, 2007.

- [22] R. Aubry, C. Dua, J.-C. Jacquet, F. Lemaire, P. Galtier, B. Dessertenne, Y. Cordier, M.-A. Di Forte-Poisson, and S.-L. Delage, "Temperature measurement in AlGaIn/GaN High-Electron-Mobility Transistors using micro-Raman scattering spectroscopy," *European Physical Journal : Applied Physics*, vol. 27, pp. 293-296, 2004.
- [23] N. J. Everall, "Confocal Raman Microscopy: Why the Depth Resolution and Spatial Accuracy Can Be Much Worse than You Think," *Appl. Spectrosc.*, vol. 54, pp. 1515-1520, 2000.

Chapitre 4
DEVELOPPEMENT DE LA
MICRO-SPECTROMETRIE RAMAN UV
RESOLUE EN TEMPS
(ETUDE THERMIQUE - REGIME TRANSITOIRE)

4

Développement de la micro-spectrométrie Raman UV résolue en temps (étude thermique – régime transitoire)

- Sommaire -

1. INTRODUCTION	167
2. PROBLEMATIQUE	167
3. PRINCIPE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....	168
4. REGIME TRANSITOIRE D'UN HEMT AlGa_N/Ga_N UNE GRILLE.....	173
4.1. Mise en œuvre expérimentale	173
4.2. Résultats expérimentaux.....	175
4.3. Interprétation	180
4.3.1. Rappel sur les phénomènes thermiques	180
<i>Equation de la chaleur</i>	<i>180</i>
<i>Conduction en régime dynamique (transitoire)</i>	<i>180</i>
4.3.2. Interprétation des résultats.....	181

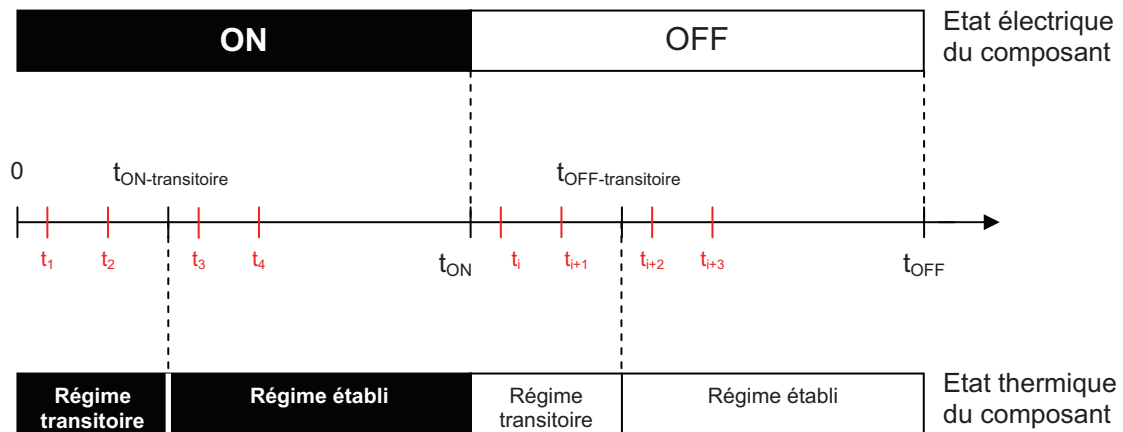
5. CONCLUSION	183
ANNEXE 1 – Equation de la chaleur	185
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 4	187

1. INTRODUCTION

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, les composants microélectroniques de puissance à base de GaN subissent au cours de leur fonctionnement un auto-échauffement non négligeable qui détériore leurs performances. Le but de ce chapitre est de comprendre l'origine de cet échauffement et son évolution au cours du temps en régime transitoire, c'est-à-dire, dès la mise en fonctionnement du composant. Pour cela, nous avons développé un banc expérimental de mesures de température par microspectrométrie Raman UV résolue en temps. Dans un premier temps, nous présentons le dispositif de résolution temporelle réalisé au laboratoire. Puis, nous exposons les différents résultats obtenus et les conclusions.

2. PROBLEMATIQUE

Nous nous sommes intéressés au développement de la microspectrométrie Raman UV résolue en temps afin d'évaluer l'évolution temporelle de l'échauffement dans les transistors HEMTs AlGaIn/GaN, et plus particulièrement dans le canal du gaz d'électrons. Avant d'entrer dans les détails du dispositif, il est important de comprendre la problématique de la mesure et la réponse que nous avons apportée. Les résultats obtenus dans le chapitre précédent sont des mesures de température du composant en fonctionnement en régime établi : le composant est alimenté par une tension continue, la mesure est prise quelques minutes après la mise en fonctionnement, l'auto-échauffement est donc bien établi. L'étape suivante est de comprendre le comportement thermique dans les premières microsecondes qui suivent la mise en fonctionnement du composant. Ce point nous semble très important compte tenu de la manière dont vont être utilisés ces dispositifs électroniques. En effet, ces transistors HEMTs AlGaIn/GaN sont destinés aux applications telles que les radars et les systèmes de télécommunications dont le fonctionnement nécessite des composants alimentés en courant pulsé. La largeur de l'impulsion pour les applications radar est généralement comprise entre 10 μ s et 250 μ s et pour les applications de télécommunication entre 1 μ s et 1 ms.



Mesures de température à différents intervalles de temps (t_i)

Figure 4-1 : Idée générale.

Le principe des mesures résolues en temps est de sonder l'état thermique du composant microélectronique à différents intervalles de temps après sa mise en fonctionnement (ON) ou son arrêt (OFF) (figure 4-1). L'état électrique du composant est caractérisé par le temps t_{ON} pendant lequel il est alimenté électriquement et par le temps t_{OFF} pendant lequel il est mis hors tension. L'état thermique est sondé par l'acquisition d'un spectre Raman à différents temps t_i après la mise sous tension du composant. Compte tenu de la largeur typique des impulsions électriques (inférieure à la milliseconde) pour les applications décrites plus haut, les instants de mesure t_i doivent être très rapprochés (la différence de temps $t_{i+1} - t_i$ est de l'ordre de la centaine de nanosecondes dans un premier temps), pour mettre en évidence le régime thermique transitoire. L'acquisition du spectre doit être très rapide pour avoir une mesure précise de la température aux différents instants t_i . L'utilisation d'impulsions lumineuses, de largeur et de fréquence de répétition ajustables, solutionne ce problème.

3. PRINCIPE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Pour montrer l'intérêt et tester la faisabilité de cette étude thermique transitoire dans les transistors HEMTs AlGaIn/GaN, nous avons donc créé un banc expérimental de mesures spectroscopiques résolues en temps à partir du microspectromètre LaBRAM HR UV couplé au laser solide 266 nm décrit dans le chapitre 1 § 3.2. Le laboratoire possède une solide expertise en spectroscopies transitoires de type « pompe-sonde » optiques dans un large domaine s'étendant des microsecondes aux femtosecondes. Cependant ces techniques ne sont

pas adaptées au travail sous microscope puisque les impulsions laser utilisées sont très énergétiques et pourraient endommager nos composants microélectroniques.

Les techniques « pompe-sonde » optiques utilisent une perturbation par une impulsion lumineuse (faisceau de pompe) suivie d'une détection par absorption ou réflexion diffuse UV-visible, absorption IR ou diffusion Raman à l'aide d'un second faisceau lumineux (faisceau de sonde) décalé dans le temps par rapport au faisceau de pompe. L'étude de l'échauffement transitoire des transistors HEMTs AlGaIn/GaN par spectroscopie Raman peut-être abordée d'une manière analogue en alimentant le composant avec une tension pulsée chargée de réaliser rapidement et de manière répétitive des cycles de mise sous tension et d'arrêt du composant. Cette phase correspond à la perturbation du composant et constitue donc le signal de « pompe » qui dans ce cas, n'est pas lumineux mais électrique. L'état thermique du composant est alors sondé par une impulsion laser UV à 266 nm qui excite le spectre de diffusion Raman d'une zone précise du composant, à partir de laquelle on estimera la température comme cela a été expliqué dans le chapitre précédent. En ajustant le retard de l'impulsion laser de sonde par rapport à la mise sous tension du composant, on peut suivre l'évolution de la température en régime transitoire. Cependant, le principe de la technique « pompe-sonde » nécessite que le système n'évolue pas et soit reproductible et qu'il revienne à son état initial lorsque la perturbation cesse pour que l'on puisse effectuer et sommer plusieurs mesures successives afin d'en améliorer le rapport signal sur bruit.

Le principe général du banc de mesure créé au laboratoire à partir du microspectromètre LabRAM HR UV est présenté sur la figure 4-2.

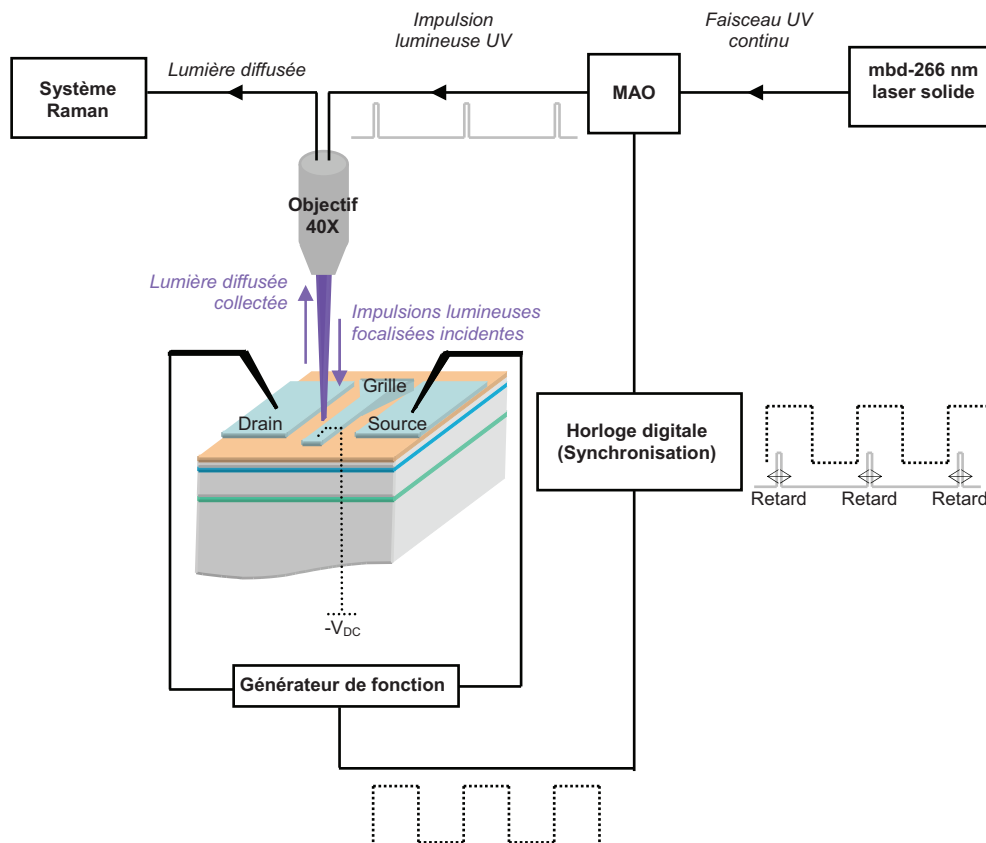


Figure 4-2 : Principe de fonctionnement général de la microspectrométrie Raman UV résolue en temps pour la mesure de température transitoire des composants microélectroniques.

Pour créer les impulsions lumineuses, nous avons utilisé un modulateur acousto-optique (MAO) alimenté par une horloge digitale. Le faisceau laser passant à travers le modulateur acousto-optique, piloté par un signal Radiofréquence (RF), est diffracté selon les ordres -1 , 0 et 1 (cf. figure 4-3). Le modulateur acousto-optique est composé entre autre d'un cristal dans lequel sont générées des ondes sonores (de fréquence RF) qui modifient périodiquement l'indice de réfraction du cristal. La diffraction du faisceau laser par ce réseau d'indices de réfraction se fait alors selon la diffraction de Bragg (interférences constructives cf. figure 4-4). Pour qu'un maximum d'intensité soit diffracté dans l'ordre 1 , la cellule est orientée selon l'angle d'incidence de Bragg :

$$\sin \theta_B = \frac{\lambda}{2\Lambda} \quad \text{Eq. 4-1}$$

avec λ la longueur d'onde de l'onde laser incidente
et Λ la longueur d'onde de l'onde acoustique.

La quantité de lumière diffractée par le cristal dépend également de l'intensité de l'onde sonore. Par conséquent, l'intensité du signal acoustique peut être utilisée pour moduler

l'intensité de la lumière dans le rayon diffracté. Ceci est contrôlé par la puissance RF appliquée au cristal. Typiquement, l'intensité qui est diffractée pour l'ordre 0 peut varier entre 15 et 99% de l'intensité lumineuse incidente et l'intensité pour l'ordre 1 ou -1 peut varier entre 0 et 80%. Les modulateurs acousto-optiques sont plus rapides que leurs homologues mécaniques, comme les miroirs basculants.

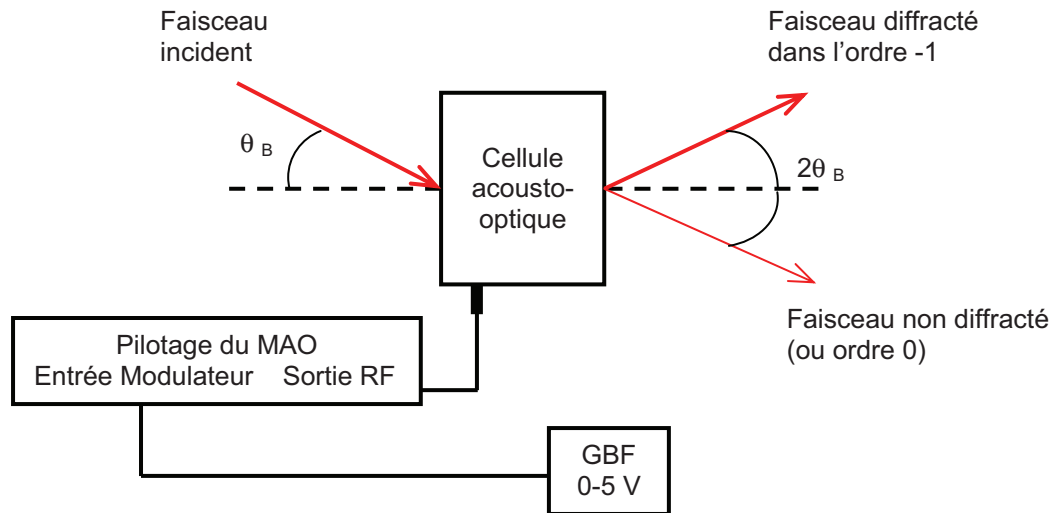


Figure 4-3 : Principe de fonctionnement du modulateur acousto-optique utilisé pour notre application.

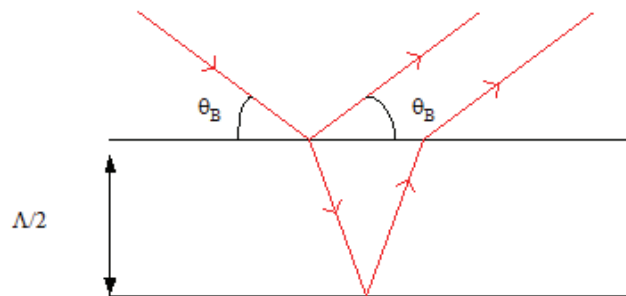


Figure 4-4 : La diffraction de Bragg : interférences constructives.

Selon le schéma de la figure 4-2, le modulateur acousto-optique UV est placé sur le trajet optique du faisceau lumineux UV avant son entrée dans le microspectromètre et après la colonne de filtrage externe. Le modèle que nous avons utilisé est le modulateur acousto-optique MQ110 de la société AAOpto-Electronic dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau 4-1. Pour notre développement, les impulsions lumineuses sont créées à partir du rayon diffracté selon l'ordre -1 , le réglage des optiques de la microsonde Raman situés après ce MAO s'effectue alors plus facilement. Au lieu d'être alimenté par une tension continue, le

MAO est piloté par un signal périodique issu de l'horloge digitale si bien que le faisceau lumineux issu du MAO passe rapidement de la position ordre 0 à la position ordre -1 , ce qui engendre dans la direction de l'ordre -1 des pseudo-impulsions lumineuses dont la largeur et la fréquence sont contrôlées par l'horloge digitale, dans les limites imposées par les caractéristiques du cristal acousto-optique utilisé. L'association d'un temps de transit court pour diffracter le rayon lumineux et d'un temps de montée (et de descente) court pour le signal électrique carré, permet d'atteindre des durées d'impulsions lumineuses très courtes.

	Spécifications
Fréquence maximale du générateur haute fréquence	110 MHz
Angle d'incidence de Bragg	2 mrad
Angle de séparation des deux faisceaux principaux (ordre 0 et 1)	4 mrad
Cristal (vitesse)	Fused Silica UV Grade (5960 m/s)
Refroidissement	Conduction par le support
Transmission optique	> 95%
Efficacité du modulateur (1er ordre)	> 85%
Tension à l'entrée de la modulation HF	0-5 V

Tableau 4-1 : Spécifications du modulateur acousto-optique utilisé (MQ110 société AAOpto-Electronic).

L'installation du modulateur acousto-optique nous permet d'obtenir des impulsions du laser UV de longueur d'onde 266 nm de largeur à mi-hauteur 200 ns dans le meilleur des cas. La durée des pulsations obtenues expérimentalement a été vérifiée à l'aide d'une photodiode et d'un oscilloscope. C'est à ce jour, la meilleure résolution temporelle obtenue avec un tel dispositif : microspectromètre Raman, laser de longueur d'onde appartenant au domaine de l'UV et modulateur acousto-optique. L'avantage de ce système est la faible énergie délivrée par chaque impulsion du laser. Ainsi les composants étudiés ne sont pas endommagés par l'intensité du faisceau lumineux de la source excitatrice. En contre partie, l'acquisition d'un spectre est très longue car le temps d'illumination dans cette configuration est très court, il est égal à la durée de l'impulsion laser, c'est-à-dire 200 ns. Ceci est très insuffisant pour obtenir un spectre Raman de qualité. Donc ici comme dans beaucoup d'expériences de type « pompe-sonde », la solution pour obtenir un spectre de bonne qualité a été de répéter l'opération « mise en fonctionnement du composant et sondage de l'état thermique à un instant t_i » jusqu'à ce qu'il y ait assez de photons détectés par le détecteur CCD du microspectromètre pour obtenir un spectre exploitable. La mise sous tension (ON) et l'arrêt (OFF) du composant microélectronique sont effectués par un générateur de signaux

rectangulaires basse fréquence. Après plusieurs essais d'acquisition de spectre pour une fréquence de répétition d'environ 25 kHz, le temps d'acquisition optimum est en moyenne d'une heure. Pour comparaison, en configuration laser UV continu, l'acquisition du spectre Raman d'un échantillon de GaN prend environ 10 minutes avec un meilleur rapport signal sur bruit.

Les impulsions électriques qui alimentent le composant et les impulsions optiques qui sondent l'état thermique du composant sont synchronisées par l'horloge digitale qui permet également de faire varier le retard de l'impulsion laser par rapport à l'impulsion électrique. Ainsi, nous obtenons la température du composant en fonctionnement à différents instants après sa mise sous tension sur toute une période du signal électrique.

4. REGIME TRANSITOIRE D'UN HEMT AlGa_N/Ga_N UNE GRILLE

Dans cette partie de chapitre, nous allons présenter les résultats expérimentaux de mesure de température en régime transitoire que nous avons obtenus à partir d'un transistor HEMT AlGa_N/Ga_N en fonctionnement. Nous allons également en déduire le comportement thermique transitoire de ce type de structure.

4.1. Mise en œuvre expérimentale

L'hétérostructure analysée est présentée figure 4-5 et le composant étudié est le transistor HEMT illustré sur la figure 4-6. La longueur et la largeur de grille sont respectivement de 0,5 et 100 μm . Le faisceau lumineux est focalisé à la surface de l'échantillon dans l'espace grille-source au plus près de la grille, c'est-à-dire au point chaud. Dans cette configuration d'analyse, la température obtenue avec la longueur d'onde 266 nm sera la température de la zone la plus chaude, c'est-à-dire dans le canal d'électrons. Dans un premier temps, l'influence de la grille n'a pas été prise en compte dans la mesure de la température transitoire, elle est donc reliée à la masse. La visualisation expérimentale à l'oscilloscope des impulsions électriques et des impulsions optiques synchronisées par l'horloge est présentée sur la figure 4-7 dans le cas d'une polarisation du drain par une tension en créneau de rapport cyclique de 50 % (période de 4 μs) et de tension maximale 10 V.

QQ101

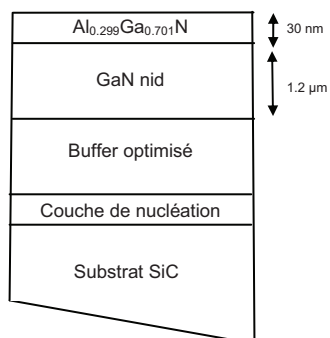


Figure 4-5 : Hétérostructure QQ101 analysée.

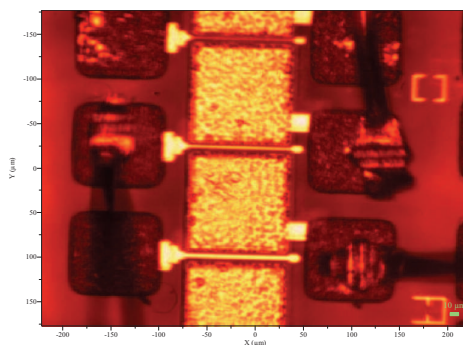


Figure 4-6 : Transistor HEMT AlGaN/GaN une grille (QQ101).

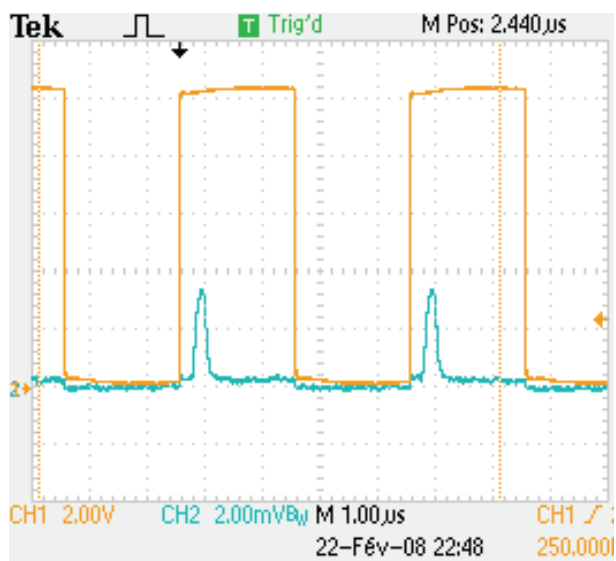


Figure 4-7 : Visualisation expérimentale à l'oscilloscope : tension en créneau (courbe orange) et impulsion lumineuse (courbe bleue).

Le transistor HEMT AlGa_N/Ga_N une grille étudié ici est le même que celui présenté dans le chapitre 3. Son comportement thermique statique est donc déjà connu.

Comme nous l'avons déjà expliqué dans le chapitre 3 § 4.1, la température dans la couche d'AlGa_N est obtenue à partir de la mesure du décalage en fréquence du mode $A_1(\text{LO})$ et la température dans la couche de Ga_N à partir de la mesure du décalage en fréquence du mode $E_2(\text{high})$. Pour obtenir la température du canal d'électrons se trouvant dans la couche de Ga_N à l'interface AlGa_N/Ga_N, nous utilisons uniquement le mode $E_2(\text{high})$, pour sonder l'état thermique du composant en fonctionnement.

4.2. Résultats expérimentaux

Les premiers essais ont été effectués pour une tension de drain en créneau de tension maximale 10 V et de rapport cyclique de 1/8 (période de 4 μs). Ainsi, le composant disposait d'un laps de temps conséquent pour se refroidir entre chaque mise sous tension électrique. L'impulsion lumineuse est quant à elle de largeur à mi-hauteur 200 ns (cf. figure 4-8).

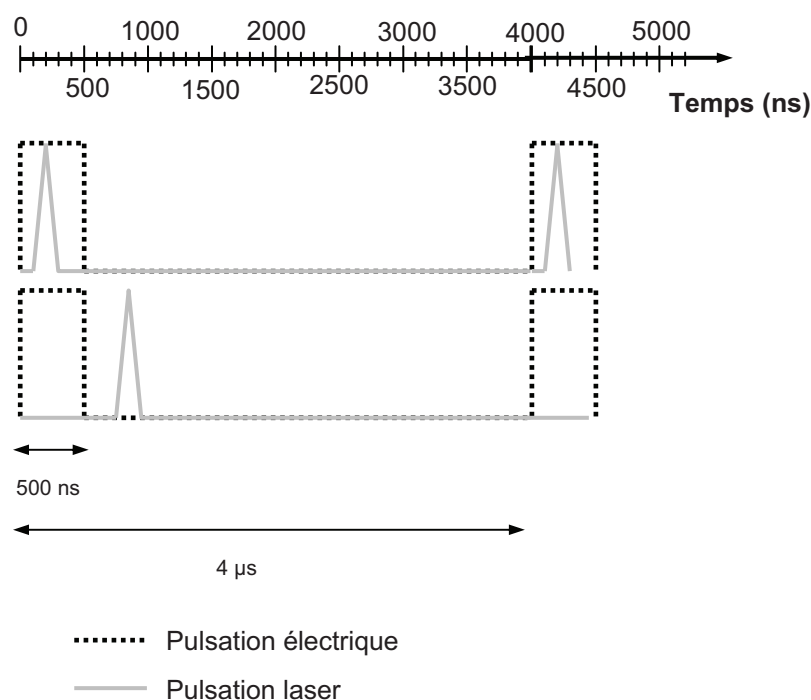


Figure 4-8 : Schéma des impulsions électriques et lumineuses de largeurs respectives 500 ns et 200 ns.

Deux spectres Raman ont été enregistrés à 200 ns et 800 ns après l'impulsion de mise sous tension (cf. figure 4-9). Le rapport signal sur bruit des spectres obtenus après une heure

d'acquisition n'est pas très bon, on observe néanmoins un décalage en fréquence du mode $E_2(\text{high})$ relatif au changement de température. On note un léger décalage vers les basses fréquences pour le spectre enregistré à 200 ns par rapport à celui enregistré à 800 ns, ce qui révèle un auto-échauffement du composant de 40 K (cf. figure 4-9). En effet, le spectre enregistré à 200 ns reflète l'état thermique du composant électronique pendant le créneau électrique, donc en fonctionnement. Comme prévu, le composant se refroidit entre deux impulsions électriques.

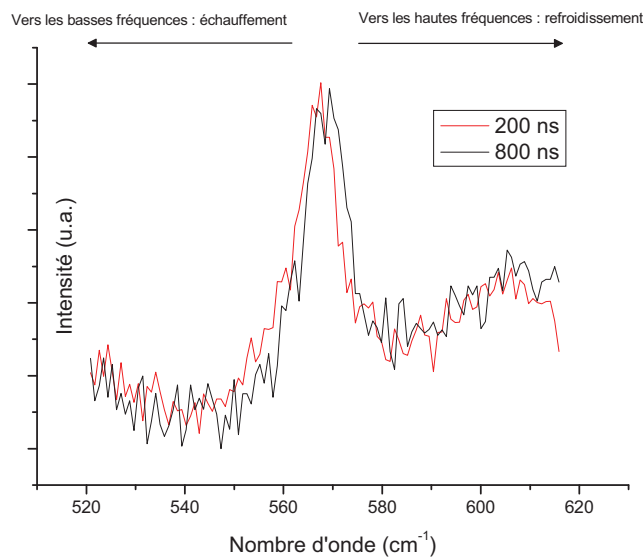


Figure 4-9 : Deux spectres Raman enregistrés à 200 ns et 800 ns après la mise sous tension (LabRAM HR UV, $\lambda_{\text{excitatrice}} = 266 \text{ nm}$, objectif 40 \times , temps d'acquisition 1h, densité optique D0).

L'ensemble des résultats obtenus pour cette expérience est présenté dans la figure 4-10. Sur cette figure, sont reportées les variations de température mesurées expérimentalement en fonction du décalage temporel par rapport à la mise sous tension. L'impulsion électrique est également représentée et sert de repère temporel par rapport aux mesures de température.

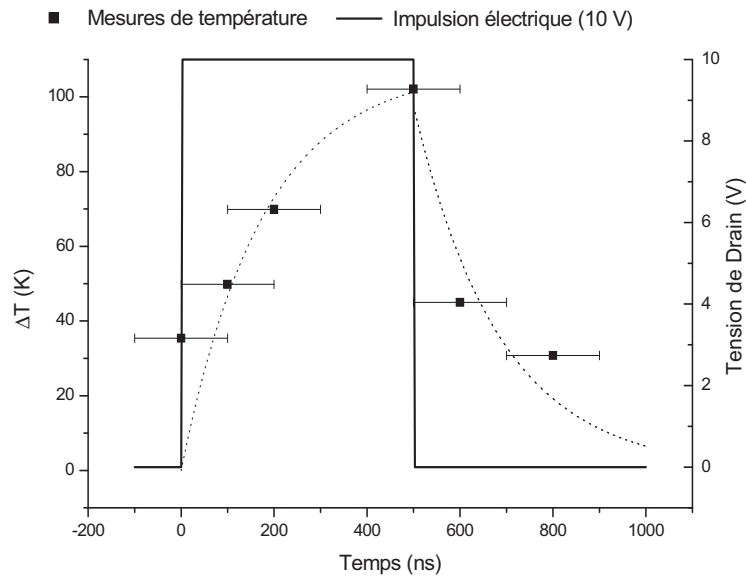


Figure 4-10 : Variations de température en fonction du temps pour une impulsion électrique de 500 ns.

Les mesures de température représentées sur la figure 4-10 correspondent aux températures à l'interface AlGa_N/Ga_N dans le canal d'électrons et au point le plus chaud dans l'espace grille-drain en fonction du temps. La première remarque qui peut être faite est une élévation de la température très rapide à la mise en fonctionnement du transistor HEMT AlGa_N/Ga_N : $\Delta T = 50$ K à 100 ns après la mise sous tension. La variation de température maximale atteinte à la fin des 500 ns de l'impulsion électrique est de 102 K. La température décroît également très rapidement à la fin de l'impulsion électrique, ce qui montre un réel refroidissement et une dissipation thermique efficace dans le composant. Ces valeurs sont à prendre avec précaution. En effet, elles correspondent à des températures mesurées sur un intervalle de temps de 200 ns fixé par le dispositif expérimental.

Ces premiers résultats très satisfaisants nous limitent néanmoins quant à l'interprétation du comportement thermique des composants HEMTs AlGa_N/Ga_N et surtout du régime transitoire à la mise en fonctionnement. L'allure exponentielle reportée sur le graphe de la figure 4-10 ne sert que de guide visuel, mais n'a aucune signification physique. Cette première expérience nous a permis de montrer l'efficacité et la pertinence du dispositif expérimental réalisé. Nous avons donc décidé de continuer les investigations en modifiant les paramètres d'expérience. En augmentant la durée de l'impulsion électrique, nous espérons mettre en évidence très distinctement le régime thermique transitoire et le régime thermique établi.

Pour cette seconde expérience, les paramètres de l'alimentation électrique ont été modifiés. Le choix est resté sur une tension en créneau de 10 V et de rapport cyclique 50 % (période de 4 μ s). Dans ce cas, les temps correspondant à l'auto-échauffement et au refroidissement sont respectivement plus long et plus court que précédemment. La densité de puissance efficace dans le transistor est de 2,6 W/mm. L'impulsion du laser est identique : sa largeur à mi-hauteur est égale à 200 ns. Nous avons réalisé un nombre de mesures de température plus important au cours du cycle de fonctionnement. Les impulsions électriques et lumineuses de cette seconde expérience sont représentées par un schéma dans la figure 4-11.

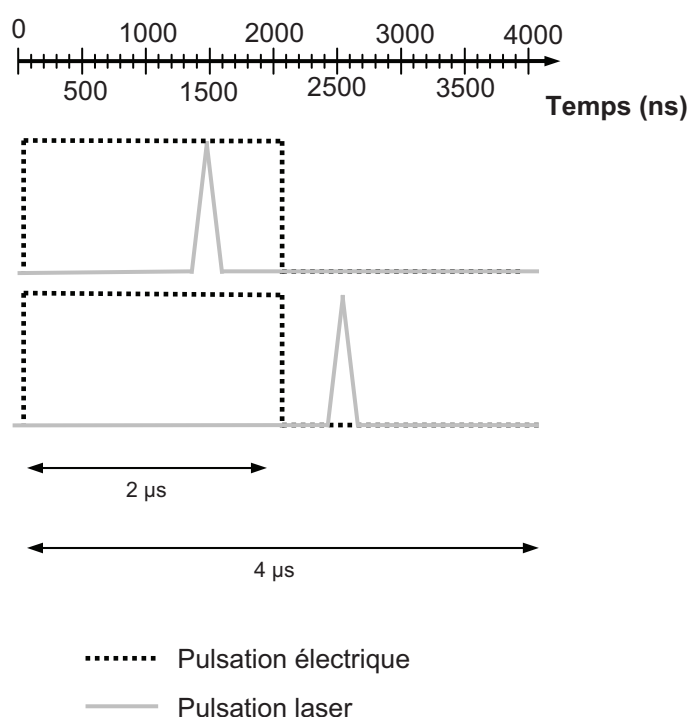


Figure 4-11 : Schéma des impulsions électriques et lumineuses de largeurs respectives 2 μ s et 200 ns.

Deux spectres Raman ont été enregistrés à 1.5 μ s et 2.5 μ s après la mise en fonctionnement (cf. figure 4-12) et présentent un rapport signal sur bruit légèrement amélioré. Comme précédemment, on remarque un léger décalage vers les basses fréquences pour le spectre enregistré à 1.5 μ s par rapport à celui enregistré à 2.5 μ s, ce décalage correspond à l'auto-échauffement pendant l'impulsion électrique. Le temps imparti entre deux impulsions électriques s'avère suffisant pour le refroidissement du composant.

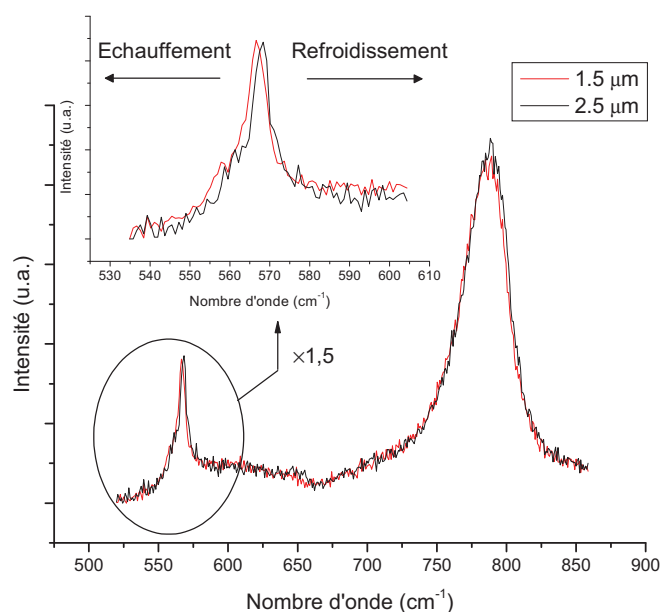


Figure 4-12 : Deux spectres Raman enregistrés à 1.5 μm et 2.5 μm .
(LabRAM HR UV, $\lambda_{\text{excitatrice}} = 266 \text{ nm}$, objectif 40 \times , temps d'acquisition 1h, densité optique D0).

Les variations de température mesurées avec le banc expérimental en fonction du temps sont représentées dans la figure 4-13. Ici aussi l'impulsion électrique est représentée et sert de repère temporel par rapport aux mesures de température.

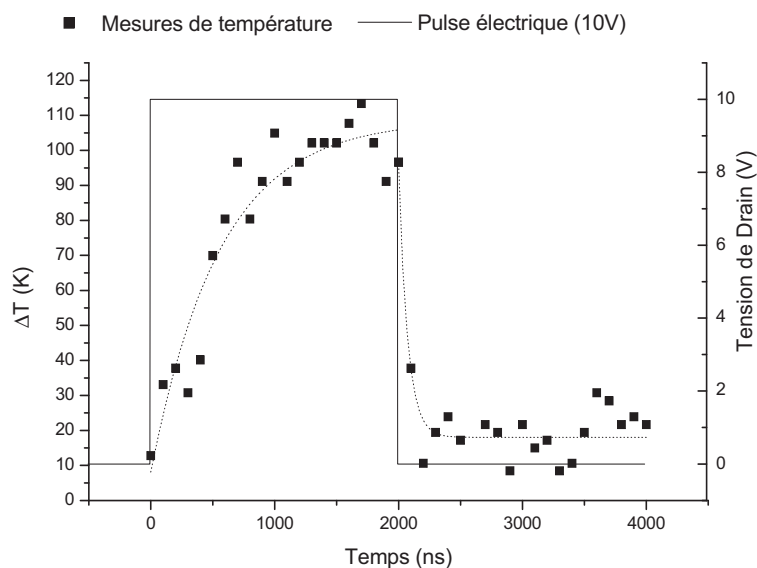


Figure 4-13 : Variations de température en fonction du temps pour une impulsion électrique de 2 μs .

La variation de température maximale atteinte à la fin des 2 μ s de l'impulsion électrique est de 110 K. L'observation la plus importante qui apparaît clairement sur ce graphe est l'auto-échauffement en deux étapes :

- première étape qui correspond à la première microseconde : un échauffement rapide de 100-105 K est observé. En 200 ns, la température augmente d'environ 40 K, ce qui correspond à 30 % de l'échauffement maximal atteint à la fin de l'impulsion électrique.
- seconde étape qui correspond à la seconde microseconde : un échauffement relativement plus lent de 10 K est constaté (diffusion thermique).

4.3. Interprétation

4.3.1. Rappel sur les phénomènes thermiques

Equation de la chaleur

Un bilan énergétique et l'expression de la loi de Fourier [1] (cf. Annexe 1 de ce chapitre) conduit à l'équation générale de la conduction de la chaleur dans un corps homogène :

$$K\nabla^2 T + P = \rho C \frac{\partial T}{\partial t} \quad \text{Eq. 4-2}$$

où : $\nabla^2 T$ désigne le laplacien de la température,

P est l'énergie produite au sein même du matériau en W.m^{-3} ,

K est la conductivité thermique du matériau,

ρ la masse volumique du matériau en kg.m^{-3} ,

et C la chaleur spécifique massique du matériau en $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$.

Dans le cas unidimensionnel, on obtient :

$$K \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + P = \rho C \frac{\partial T}{\partial t} \quad \text{Eq. 4-3}$$

Dans le cas d'un système adiabatique [2], on néglige le terme de conduction $K\Delta T$ devant le

terme de puissance calorifique $\rho C \frac{\partial T}{\partial t}$.

Conduction en régime dynamique (transitoire)

La résolution de l'équation de la chaleur en régime dynamique fait appel aux notions de transformées de Fourier, de produit de convolution et de distributions. Dans le cas de

l'équation de la chaleur en une dimension sans source de chaleur, la résolution par la méthode de séparation des variables donne toute une famille de fonctions solutions qui, combinées linéairement, donnent la solution générale [3] :

$$T(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \sin\left(\frac{n\pi}{L} x\right) e^{-k\left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 t} \quad \text{Eq. 4-4}$$

$$\text{avec } C_n = \frac{2}{L} \int_0^L \cos\left(\frac{n\pi x}{L}\right) T(x, 0) dx, \quad \text{Eq. 4-5}$$

L valeur limite qui satisfait une des conditions aux frontières $T(L, t) = 0$,

et $k = \frac{K}{\rho C}$ la diffusivité thermique.

En se limitant au premier terme de la série, l'expression de la température a la forme suivante :

$$T(x, t) = f(x) e^{-\frac{t}{\tau_{\text{thermique}}}} \quad \text{Eq. 4-6}$$

avec $f(x)$ une fonction dépendante de x

$$\tau_{\text{thermique}} = \frac{L^2}{k\pi^2} \text{ la constante de temps thermique} \quad \text{Eq. 4-7}$$

4.3.2. Interprétation des résultats

L'allure de la courbe de la première étape s'apparente à une courbe d'échauffement adiabatique (croissance en $ax + b$) : l'auto-échauffement mesuré à la mise en fonctionnement du composant électronique est rapide au niveau de l'interface AlGaIn/GaN, la chaleur ne s'est pas encore propagée dans l'hétérostructure, il n'y a donc aucun échange avec le milieu ambiant. Lors de la seconde étape par contre, l'échauffement persiste mais de façon plus lente, en raison d'échanges de chaleur avec le reste de l'hétérostructure et le milieu ambiant. L'allure de la courbe s'apparente dans ce cas à une courbe de diffusion de la chaleur. Une explication à ces deux comportements thermiques peut être donnée : l'échauffement au sein de l'hétérostructure et plus précisément au niveau du gaz d'électrons est produit par le courant d'électrons sous forme d'effet Joule. La chaleur générée est ensuite diffusée dans l'ensemble de l'hétérostructure et vers le milieu ambiant. Le substrat SiC joue un rôle très important dans la diffusion de la chaleur de ce composant électronique. Le choix de ce substrat est basé sur sa capacité à évacuer les calories liées à une très forte conductivité thermique $K_{\text{SiC}} = 3.6 \text{ W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$. A l'arrêt de l'alimentation électrique du composant, un comportement

thermique également en deux temps est observé : une diminution de la température conséquente et rapide (de 100 K à 20 K en moins de 500ns) suivi d'une stabilisation de la température. Dans cette partie de schéma que l'on appellera « refroidissement du composant », sont mis en évidence deux phénomènes : l'arrêt de l'auto-échauffement produit par le courant d'électrons et la diffusion thermique au sein de l'hétérostructure jusqu'à stabilisation de la température à l'interface AlGaIn/GaN. Cette stabilisation se fait autour d'un équilibre thermique de $\Delta T = 20$ K, c'est-à-dire que la température du composant n'atteint pas la température ambiante ($\Delta T = 0$ K). Le transistor HEMT n'est pas totalement refroidi, il reste un échauffement résiduel d'une vingtaine de Kelvins au niveau de l'interface AlGaIn/GaN. Ceci est probablement dû à un intervalle de temps de refroidissement (c'est-à-dire sans puissance électrique) trop court entre deux impulsions électriques. Une autre explication que l'on peut donner est la faible dissipation thermique du support qui garde alors le composant au chaud. Cet aspect est à améliorer, il serait judicieux d'utiliser un support avec par exemple un refroidissement par effet peltier pour maintenir le composant à température ambiante.

La diffusion de la chaleur dans le composant peut être caractérisée par une constante de temps thermique τ . Pour cela une fonction exponentielle est utilisée (cf. *Eq. 4-6*) dans laquelle les paramètres sont ajustés pour épouser la courbe expérimentale. Cet ajustement a été réalisé pour la partie de la courbe « diffusion thermique », c'est-à-dire lors de la seconde microseconde de l'expérience. Dans cette partie de l'expérience, la source électrique alimente toujours le composant, ce qui peut donc modifier la constante de temps obtenue à partir de cette équation. La constante de temps obtenue par cette méthode est d'environ $0.5 \mu\text{s}$. Une autre constante de temps thermique a été mesurée pour la partie de la courbe « refroidissement du composant », ne prenant en compte que la diffusion thermique sans source électrique. Nous sommes alors dans la situation simplificatrice de résolution de l'équation de la chaleur décrite dans le paragraphe précédent. Pour cette partie de la courbe, la constante de temps est d'environ 60 ns, soit près de 10 fois moins que la précédente. Ceci s'explique par le fait que dans le cas précédent, la quantité de chaleur produite par l'impulsion électrique compense en partie la diffusion thermique, ce qui engendre une sous-estimation de la diffusion de la chaleur et donc une constante de temps plus grande. Ces deux valeurs expérimentales peuvent être comparées à la valeur donnée par l'équation *Eq. 4-7* :

$$\tau_{\text{thermique}} = \frac{L^2}{k\pi^2}$$

avec L l'épaisseur de l'hétérostructure majoritairement constituée du substrat.

La valeur de constante de temps thermique estimée par cette relation est de 94 μs . Cette estimation est 1600 fois supérieure à la constante de temps thermique mesurée expérimentalement pendant la phase de « refroidissement du composant ». En effet, cette relation est la constante de temps issue d'une des fonctions exponentielles caractérisant la diffusion de la chaleur à une dimension de la surface vers le substrat (cf. Eq. 4-4 et Eq. 4-6). La diffusion de la chaleur à une dimension prévoit le changement de température de la surface vers le substrat selon une somme de fonctions exponentielles avec des constantes de temps

$\tau_{\text{thermique},n} = \frac{L^2}{k\pi^2 n^2}$ avec n un nombre entier. La constante de temps que nous avons déterminée

expérimentalement en n'utilisant qu'une seule fonction exponentielle correspond en fait à la plus grande de ces constantes de temps et ne caractérise en aucun cas le changement rapide initial de température à la mise en fonctionnement du composant. La valeur expérimentale est néanmoins nettement inférieure à la valeur estimée car la diffusion thermique se fait non pas en une mais en trois dimensions. De plus, la valeur estimée correspond à une constante de temps thermique pour l'ensemble du composant alors que la valeur mesurée correspond uniquement à la constante de temps thermique de la zone proche de l'interface AlGaIn/GaN.

L'ensemble des résultats obtenus avec le banc de mesure de température résolue en temps est en accord avec de précédents résultats dans la littérature [4-8]. L'aspect novateur de cette étude est la mesure directe dans la zone active à l'interface AlGaIn/GaN au niveau du gaz d'électrons par l'utilisation d'un laser de longueur d'onde appartenant au domaine de l'UV.

5. CONCLUSION

Comme le chapitre précédent, ce chapitre 4 est consacré aux résultats expérimentaux concernant l'état thermique des transistors HEMTs AlGaIn/GaN en fonctionnement qui subissent un auto-échauffement. Cependant ici, l'intérêt s'est porté sur le régime thermique transitoire, c'est-à-dire à la mise en fonctionnement du composant électronique. Dans un premier temps, nous avons étudié la faisabilité du projet et développé sa réalisation : un banc expérimental de mesures de température par microspectrométrie Raman UV résolue en temps a donc été créé au laboratoire. Celui-ci permet de sonder l'état thermique des transistors HEMTs AlGaIn/GaN au niveau de l'interface (c'est-à-dire au niveau du gaz d'électrons) en fonction du temps. Pour obtenir des impulsions lumineuses UV nécessaires pour ce type de mesures résolues en temps, nous avons utilisé un modulateur acousto-optique positionné sur le trajet du faisceau lumineux UV : la résolution temporelle obtenue avec ce dispositif est de

200 ns. Les résultats présentés dans ce chapitre ont été réalisés sur un transistor HEMT AlGa_N/Ga_N une grille et sont plutôt encourageants. La première expérience nous a permis de mettre en évidence la résolution temporelle et la faisabilité de l'étude thermique en régime transitoire. La seconde expérience nous a permis d'aller plus loin dans l'interprétation des phénomènes physiques liés à l'auto-échauffement des composants électroniques en fonctionnement. Ainsi, cette étude met en évidence un échauffement en deux étapes à la mise en fonctionnement du composant : un échauffement adiabatique puis une diffusion thermique. La constante de temps thermique de la zone proche de l'interface AlGa_N/Ga_N a pu être évaluée à 60 ns. Cette valeur ne peut être comparée à la constante de temps théorique calculée et égale à 94 μ s car cette dernière est issue de l'équation de la chaleur à une dimension et correspond à une constante de temps pour l'ensemble de l'hétérostructure. Il serait intéressant d'étudier également le temps d'établissement d'un palier thermique en fin d'impulsion électrique en fonction des paramètres du composant (par exemple l'action de la grille) et de la température ambiante (contrôle par effet peltier). Ainsi nous pourrions approfondir la mesure de la constante de temps pendant l'échauffement du composant dans différentes situations.

Ces résultats obtenus avec le banc de mesure de température résolue en temps sont encourageants et plutôt en accord avec de précédents résultats dans la littérature. L'aspect novateur de cette étude est la mesure directe dans la zone active à l'interface AlGa_N/Ga_N en régime thermique transitoire au niveau du gaz d'électrons par l'utilisation d'un laser de longueur d'onde appartenant au domaine de l'UV. Les principaux avantages d'un tel système sont la possibilité de mesurer :

- la température transitoire des composants électroniques en fonctionnement,
- la température à l'interface AlGa_N/Ga_N, c'est-à-dire dans le gaz d'électrons,
- la température au point le plus chaud entre la grille et le drain.

Par contre, le modulateur acousto-optique limite la résolution temporelle du dispositif, il serait donc intéressant d'utiliser un laser pulsé de puissance adaptée aux échantillons étudiés afin de sonder les composants dans les premières nanosecondes. Cette proposition de banc de mesure devrait être prochainement mise en place au sein du laboratoire.

ANNEXE 1 – Equation de la chaleur

La conduction thermique obéit à la loi de Fourier établie mathématiquement par Jean-Baptiste Biot en 1804 puis expérimentalement par Fourier en 1822 [1] : la densité de flux de chaleur est proportionnelle au gradient de température.

$$\vec{\phi} = -K \overrightarrow{\text{grad}}(T)$$

avec K la conductivité thermique du matériau.

Nous pouvons exprimer le transfert thermique dQ_x selon l'axe (Ox) pendant un temps dt. La quantité de chaleur traversant la surface d'aire dS_x est supposée proportionnelle à cette aire dS_x , au temps de transfert dt et au taux de variation de la température T :

$$dQ_x = -K \frac{\partial T}{\partial x} dS_x dt$$

Le flux thermique à travers la surface élémentaire dS_x est alors :

$$d\phi_x = \frac{dQ_x}{dt} = -K \frac{\partial T}{\partial x} dS_x$$

Nous pouvons en déduire la densité de flux dans la direction (Ox) :

$$\phi_x = \frac{d\phi_x}{dS_x}$$

$$\phi_x = -K \frac{\partial T}{\partial x}$$

Le même raisonnement dans chacune des directions de l'espace donne la loi de Fourier.

Un bilan énergétique et l'expression de la loi de Fourier conduit à l'équation générale de la conduction de la chaleur dans un corps homogène :

$$K \nabla^2 T + P = \rho C \frac{\partial T}{\partial t}$$

où : $\nabla^2 T$ désigne le laplacien de la température

P est l'énergie produite au sein même du matériau en W.m-3

ρ est la masse volumique du matériau en kg.m-3

et C la chaleur spécifique massique du matériau en J.kg-1.K-1

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 4

- [1] J. Fourier, *Théorie analytique de la chaleur*: Firmin Didot, père et fils, 1822.
- [2] N. Ranc, "Couplage thermomécanique," *Techniques de l'Ingénieur*, vol. AF 5 042, 2003.
- [3] E. W. Weisstein, "Heat Conduction Equation," MathWorld - A Wolfram Web Resource [on line] <http://mathworld.wolfram.com/HeatConductionEquation.html>.
- [4] M. Kuball, G. J. Riedel, J. W. Pomeroy, A. Sarua, M. J. Uren, T. Martin, K. P. Hilton, J. O. Maclean, and D. J. Wallis, "Time-Resolved Temperature Measurement of AlGaIn/GaN Electronic Devices Using Micro-Raman Spectroscopy," *Electron Device Letters, IEEE*, vol. 28, pp. 86-89, 2007.
- [5] M. Kuball, G. J. Riedel, J. W. Pomeroy, A. Sarua, M. J. Uren, T. Martin, K. P. Hilton, and D. J. Wallis, "Time-resolved nanosecond sub-micron resolution thermal analysis of high-power AlGaIn/GaN HFETs," *Physica Status Solidi A: Applications and Materials Science*, vol. 204, pp. 2014-2018, 2007.
- [6] J. Kuzmik, S. Bychikhin, R. Lossy, H. J. Würfl, M. A. di Forte Poisson, J. P. Teyssier, C. Gaquière, and D. Pogany, "Transient self-heating effects in multifinger AlGaIn/GaN HEMTs with metal airbridges," *Solid-State Electronics*, vol. 51, pp. 969-974, 2007.
- [7] G. J. Riedel, J. W. Pomeroy, K. P. Hilton, J. O. Maclean, D. J. Wallis, M. J. Uren, T. Martin, and M. Kuball, "Nanosecond Timescale Thermal Dynamics of AlGaIn/GaN Electronic Devices," *Electron Device Letters, IEEE*, vol. 29, pp. 416-418, 2008.
- [8] J. W. Pomeroy, G. J. Riedel, M. J. Uren, T. Martin, A. Bullen, M. Haynes, and M. Kuball, "Nanosecond Time-Resolved Raman Thermography : Probing Device and Channel Temperature in Pulsed-Operated GaN and GaAs HEMTs," in *CS MANTECH Conference Chicago, Illinois, USA, 2008*.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Ce mémoire est la synthèse de l'étude menée sur les matériaux et composants de la filière Nitrure réalisée au cours de ma thèse. La technique de caractérisation utilisée pour cette étude est la microspectrométrie Raman. Les performances des transistors HEMTs sont réduites en raison de deux phénomènes : les effets de surface et les effets thermiques. Les effets de surface peuvent maintenant être contrôlés par des traitements de surface et des passivations déposées sur les dispositifs HEMTs. Ceci entraîne néanmoins des contraintes au sein de l'hétérostructure notamment en surface que nous mesurons avec cette technique d'investigation. Les informations obtenues permettent d'optimiser les dépôts de passivation et d'améliorer encore les performances des HEMTs AlGa_n/Ga_n.

L'échauffement des transistors HEMTs AlGa_n est produit par les fortes densités de puissance atteintes grâce aux propriétés remarquables du nitrure de gallium. Cette élévation de la température est une limitation importante à l'obtention de composant électronique de puissance hyperfréquence performant et fiable. Le comportement thermique est dépendant du type de substrat : la dissipation est nettement améliorée avec un substrat SiC. Les études thermiques de ce manuscrit ont été réalisées sur des dispositifs en fonctionnement en régime statique. Les mesures de température obtenues sont effectuées en profondeur, ce qui permet d'en déduire la résistance thermique à l'interface Ga_n/SiC et la température de la zone la plus chaude, c'est-à-dire la zone où se crée le gaz d'électrons bidimensionnel. L'origine de cet auto-échauffement est expliquée par une étude en régime dynamique.

Notre travail a commencé par une étude générale des matériaux et composants à base de nitrure de gallium. Les propriétés des matériaux, puis de l'hétérojonction AlGa_n/Ga_n ont été présentées puis nous nous sommes consacrés à la technique de caractérisation choisie qui est la microspectrométrie Raman. Ces quelques notions fondamentales nous ont permis d'aborder les différents sujets de l'étude.

Dans le second chapitre, nous avons commencé par une analyse des différents matériaux en volume, ce qui a permis d'obtenir les données de base indispensables à l'exploitation des spectres d'hétérostructures. Nous avons vérifié les lois expérimentales de variation de fréquence du mode A₁(LO) en fonction de la composition x de l'alliage Al_xGa_{1-x}N et de variation des modes L_{pp}⁺ et L_{pp}⁻ du Ga_n dopé n en fonction de la densité de porteurs. Le

spectre d'une hétérostructure AlGaIn/GaN avec la source excitatrice visible permet une analyse de toutes les couches de matériaux composant l'hétérostructure, tandis que le spectre avec la source UV permet de réaliser une analyse en surface (60 nm de profondeur de pénétration) et met en évidence le phénomène de résonance. Il est par contre impossible de déterminer la densité de porteurs dans ce type de structure car elle est surfacique et non volumique. Le dépôt d'une couche de passivation induit un changement de l'état de contrainte au sein de l'hétérostructure qui agit sur les performances électriques du composant. L'étude qualitative et quantitative de la passivation a été réalisée en deux temps : d'abord l'influence du type de passivation déposée puis l'influence de l'épaisseur. Ceci permet d'optimiser le dépôt en contrôlant les contraintes dans l'hétérostructure.

La troisième partie de ce mémoire est consacrée à l'étude des effets thermiques dans les transistors HEMTs en fonctionnement en régime statique. La mesure de température au sein du composant est déduite du décalage en fréquence des raies Stokes. Nous avons montré qu'à densité de puissance équivalente, la largeur interplot n'a aucune influence sur la température. L'analyse d'un transistor HEMT une grille avec un laser visible permet de calculer la résistance thermique à l'interface GaN/SiC, et l'analyse avec un laser UV donne la température de la zone où se forme le gaz d'électrons. L'étude d'un transistor multigrille a été réalisée pour différents états du canal : ouvert, semi-ouvert et pincé et comparées avec une étude de simulation par éléments finis. Nous avons également vérifié la répartition de la température issue de l'auto-échauffement sur l'ensemble du composant. Enfin, en collaboration avec la société Thalès, nous avons expliqué une nouvelle méthode de détermination de la résistance thermique à l'interface GaN/SiC qui varie en fonction de la température à l'interface.

La dernière partie présente le développement d'un banc expérimental de mesures de température par microspectrométrie Raman UV résolue en temps. Ainsi, nous pouvons suivre l'évolution de l'auto-échauffement du composant en fonction du temps dans les premières microsecondes après sa mise sous tension : d'abord un échauffement adiabatique puis une diffusion thermique. Les principaux avantages d'un tel système sont la possibilité de mesurer :

- la température transitoire des composants électroniques en fonctionnement,
- la température à l'interface AlGaIn/GaN dans la zone où se forme le gaz d'électrons,
- la température au point le plus chaud entre la grille et le drain.

Les perspectives de ces travaux sont nombreuses et fonctionnent des différents thèmes abordés. L'étude concernant l'influence du dépôt d'une couche de passivation sur les contraintes au sein de l'hétérostructure devrait être complétée par une étude de simulation par éléments finis. Les états d'interface entre les différentes couches, notamment entre la couche d'AlGaN et la couche de passivation pourraient être caractérisés par des mesures par Microscopie Electronique en Transmission (TEM) ou par Résonance Paramagnétique Electronique (RPE).

De plus, l'acquisition d'un laser UV de longueur d'onde 325 nm (3,82 eV) permettra de compléter l'étude thermique en profondeur des transistors HEMTs AlGaN/GaN. A cette longueur d'onde, le faisceau pénètre de 100 nm, et la transition interbande indirecte n'a pas lieu.

Enfin, après avoir démontré la faisabilité de l'étude thermique en régime transitoire et suite à la création du banc de mesures de température par microspectrométrie Raman UV résolue en temps, l'étape suivante est l'utilisation d'un laser pulsé de puissance adaptée aux échantillons étudiés afin de sonder les composants dans les premières nanosecondes après leur mise sous tension. L'utilisation d'un support permettant de chauffer ou refroidir les composants permettra des études thermiques en situation : fonctionnement du transistor à des températures ambiantes extrêmes. L'action de la grille sera également étudiée en régime dynamique. Toutes ces études mèneront finalement à l'étude thermique dynamique des transistors HEMTs AlGaN/GaN dans leur fonctionnement d'application : haute puissance en hyperfréquence.

Etude par microspectrométrie Raman de matériaux et de composants microélectroniques à base de semi-conducteurs III-V grand gap.

Les semi-conducteurs à base de composés III-V de type GaN présentent de nombreux avantages – liés essentiellement à leur grande bande interdite - par rapport aux semi-conducteurs traditionnels Si, ou III-V des filières GaAs. De plus, il est possible de former, comme pour les semi-conducteurs traditionnels III-V des hétérojonctions de type HEMT (High Electron Mobility Transistor) AlGaIn/GaN permettant d'obtenir à la fois une forte densité de porteurs confinés à l'hétérojonction et des mobilités électroniques élevées. Ces composants sont à l'heure actuelle les candidats les plus prometteurs pour des applications hyperfréquences de puissance. Cependant, l'échauffement observé au cours du fonctionnement et les différentes étapes de réalisation des composants ont un impact anormal sur les performances intrinsèques du composant. La microspectrométrie Raman est une technique non-destructive et sans contact avec une résolution spatiale submicronique, adaptée à l'étude des HEMTs AlGaIn/GaN en fonctionnement. L'utilisation de différentes longueurs d'onde excitatrices visible et UV permet de sonder les hétérostructures à différentes profondeurs de pénétration. Les informations obtenues avec cette technique d'analyse sont la composition de l'hétérostructure, les contraintes entre les différentes couches, la résistance thermique aux interfaces, la qualité cristalline des différentes couches, le dopage et le comportement thermique des différentes couches. Le développement d'un système de microspectrométrie Raman UV résolue en temps a permis d'analyser le comportement thermique transitoire des HEMTs AlGaIn/GaN en fonctionnement et plus particulièrement dans la zone active du composant.

Mots clés : microspectrométrie Raman, Nitrure de Gallium (GaN), High Electron Mobility Transistor (HEMT), auto-échauffement, laser UV, contraintes mécaniques, comportement thermique, microspectrométrie Raman UV résolue en temps

Micro-Raman characterization of materials and microelectronic devices containing wide band gap III-V semiconductors

GaN based semi-conductors present numerous advantages linked essentially to their large band gap as compared to traditional Si systems. In addition, it is possible to form hetero-junction III-V HEMTs (High electron Mobility Transistor) like AlGaIn/GaN which makes it possible to obtain both a large density of carriers confined at the heterojunction and a high electronic mobility. At the moment these systems are the most promising for high-power hyperfrequency applications. However heating occurs during operation which results in abnormal impacts on the performance of the microelectronic components. Micro-Raman characterization of these components makes it possible to understand the influence of the behaviour of the semi-conductor materials on the performance of the HEMTs in hyperfrequency mode. Micro-Raman spectroscopy being non-destructive and possessing a submicronic spatial resolution is well adapted to such studies. The use of various UV and visible excitation wavelengths (266 and 632.8 nm) makes it possible to probe the heterostructures at different penetration depths. We present results of micro Raman studies for analysis of the heterostructure composition, the stresses between layers, the thermal boundary resistance, the crystalline quality of each layer and the doping and thermal behaviour of each layer. In addition, recent time-resolved UV micro-Raman studies have made it possible to analyse the transient thermal behaviour of AlGaIn/GaN HEMTs under voltage and in the active area of the component.

Key words : micro-Raman spectroscopy, Gallium Nitride (GaN), High Electron Mobility Transistor (HEMT), self-heating effect, UV laser, mechanical stress, thermal management, time-resolved UV micro-Raman scattering